

UNIVERSITA' DEGLI STUDI DI NAPOLI FEDERICO II



*Dottorato di Ricerca in Ingegneria Chimica, dei  
Materiali e della Produzione  
(XVIII Ciclo)*

## **Venting of gas deflagrations through relief pipes**

***Tesi di dottorato***

Comitato scientifico:

*Prof. Gennaro Russo*

*Dr. Almerinda Di Benedetto*

*Prof. Roberto Andreozzi*

*Prof. Renato Rota*

Candidato:

*Gabriele Ferrara*

*Ai miei genitori che con amore e dedizione  
continuano a coprire le mie “assenze”*

*Si narra che un astronomo, un fisico e un matematico fossero in vacanza in Scozia. Guardando dal finestrino di un treno, scorsero una pecora nera in mezzo a un prato.*

*“Interessante”, osservò l’astronomo. “Tutte le pecore scozzesi sono nere!”. A ciò il fisico replicò: “No,no! Alcune pecore scozzesi sono nere!”.*

*Il matematico alzò gli occhi verso il cielo con fare compassionevole e poi intonò: “In Scozia esiste almeno un campo, che contiene almeno una pecora, un lato almeno della quale è nero”.*

Simon Singh, da “L’ultimo teorema di Fermat”

*Non ce ne vogliano i matematici. Pur con la massima ammirazione per l’ortodossia matematica, in questo lavoro si è privilegiato un suo uso come strumento di studio e critica di fenomeni fisici.*

## Ringraziamenti

*Napoli, Novembre 2005*

*Avevo quasi rinunciato a scrivere queste rituali righe consapevole dell'inevitabile rischio-retorica a cui ci si espone quando si cerca di indicare chi ci è stato vicino in un qualche percorso della vita.*

*Ebbene, alla fine ho deciso di correre il rischio.*

*È risultato infatti preponderante il sincero desiderio di ringraziare il Prof. Gennaro Russo che ha suggerito e reso possibile questo progetto.*

*E di nuovo a disprezzo della retorica, sento di ringraziare con particolare affetto Linda Di Benedetto che ha scelto di guidare e condividere questi tre anni di duro lavoro.*

*Ringrazio Ernesto Salzano per il competente sostegno datomi nell'affrontare le tante tematiche relative alle esplosioni di gas.*

*Ringrazio Marco Imparato che ha reso possibile le simulazioni numeriche CFD attraverso la realizzazione e gestione di un cluster di calcolatori.*

*Ringrazio Antonio Di Paolo ed Enzo Smiglio per i tanti suggerimenti e le proficue discussioni sui più disparati temi dell'informatica.*

*Infine ringrazio e abbraccio virtualmente tutti gli amici dell'Istituto di Ricerche sulla Combustione di Via Diocleziano che mi hanno calorosamente accolto e dato "asilo".*

*Gabriele*

## ABSTRACT

Vent devices for gas and dust explosions are often ducted to safety locations by means of relief pipes for the discharge of hot combustion products or blast waves (NFPA 68, 2002). The presence of the duct is likely to increase the severity of the explosion with respect to simply vented vessels posing a problem for the proper design of this venting configuration. The phenomenology of the vented explosion is complicated as the interaction of combustion in the duct with primary combustion in the protected vessel intrudes the problem.

Several mechanisms have been proposed to account for the enhanced violence of the explosion in such a venting configuration but uncertainty still stands. The lack of both investigation and comprehension has so far prevented the development of reliable engineering guidelines for the sizing of the vent area.

Prior to any development of engineering correlations, a preparatory step should be the investigation of the nature of the interaction of the external combustion with the venting process.

In this work pilot scale experimental data are presented for an *uncovered* duct vented configuration.

Moreover, a CFD 2D axy-symmetric model based on the unsteady RANS approach is developed. The numerical model has been validated by comparison with available experimental results on a lab scale configuration and then tested on the pilot scale configuration.

Numerical and experimental results have evidenced that the severity of ducted explosion is mainly driven by the vigorous secondary explosion occurring in the duct (burn-up).

In particular the combustion in the duct has been found to interact with the internal combustion by means of purely mechanical effects. In dependence of the violence of the explosion in the duct, the mechanical effect acts as pre compression of the mixture in the vessel or venting flow rate reduction. No enhancement effects of the combustion in the vessel have been found to significantly affect the violence of the explosion.

Experimental data analysis - aided by the numerical results- have highlighted that as the scale of the explosion goes up, the external explosion moves toward more severe conditions. A simple scaling law is proposed that accounts for many of the trends observed in literature but more data would be needed on scales of industrial interest to check its validity.

# INDICE

RINGRAZIAMENTI.....	IV
ABSTRACT.....	V
INDICE.....	VI
CAPITOLO 1: INTRODUZIONE.....	1
1.1 Esplosioni di gas in sistemi ventati e convogliati.....	1
1.2 Meccanismi coinvolti.....	5
1.3. Effetto dei parametri.....	9
1.4 Linee guida per la progettazione di sistemi ventati convogliati.....	12
CAPITOLO 2: SCOPO DEL LAVORO E DESCRIZIONE ATTIVITÀ.....	15
CAPITOLO 3: ATTIVITA' SPERIMENTALE.....	17
3.1 Descrizione dei risultati sperimentali di letteratura.....	17
3.2 Descrizione dell'apparecchiatura sperimentale.....	18
CAPITOLO 4: MODELLO MATEMATICO.....	25
4.1 Approcci di letteratura.....	25
4.2 Sviluppo del modello matematico.....	29
<i>Equazioni</i> .....	29
<i>Modello della turbolenza</i> .....	30
<i>Modello di combustione</i> .....	31
<i>Soluzione numerica del modello</i> .....	37
CAPITOLO 5: RISULTATI SU SCALA DA LABORATORIO.....	43
5.1 Descrizione dei risultati sperimentali di letteratura.....	43
5.2 Simulazioni numeriche.....	46
<i>Valutazione dei meccanismi coinvolti</i> .....	51
<i>Ruolo del Burn-up, delle perdite di carico e dell'inerzia dei gas</i> .....	51
<i>Effetto dei parametri</i> .....	58
5.3 Conclusioni sui risultati su scala di laboratorio.....	67
CAPITOLO 6: RISULTATI SU SCALA PILOTA.....	70
6.1 Risultati sperimentali.....	70
<i>Tracciati temporali della pressione</i> .....	72
<i>Analisi in frequenza</i> .....	74
<i>Effetto della reattività</i> .....	78
<i>Effetto della posizione dell'ignizione</i> .....	81

6.2 Simulazioni numeriche.....	83
<i>Valutazione del modello sui risultati di scala pilota</i> .....	83
<i>Ruolo dei burn-up (combustione nel duct)</i> .....	88
6.3 Discussione e conclusioni sui risultati su scala pilota.....	92
CAPITOLO 7 CONCLUSIONI E PROSPETTIVE DI LAVORO FUTURO.....	98
7.1 Conclusioni.....	98
7.2 Prospettive di lavoro futuro.....	102
LISTA DEI SIMBOLI.....	103
RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI.....	105

# CAPITOLO 1: INTRODUZIONE

## 1.1. Esplosioni di gas in sistemi ventati e convogliati

Un'esplosione gassosa è un processo in cui la combustione di una miscela di combustibile-aria genera un rapido aumento di pressione.

Come riportato da Bjerketvedt et al.(1997), l'analisi dei 100 più gravi incidenti dell'industria di processo degli idrocarburi rivela che il 42% di tali incidenti ha avuto origine da esplosioni gassose.

La *prevenzione* delle esplosioni gassose mediante la riduzione del rischio della formazione della miscela infiammabile e della sua ignizione, non è uno strumento sufficiente. È dunque necessario intervenire attraverso strategie di *protezione* per la minimizzazione dei danni.

Uno dei modi più efficaci per proteggere le strutture dalle conseguenze di una deflagrazione consiste nell'allontanare i gas dall'ambiente in cui sta avvenendo l'esplosione per ottenere una riduzione della pressione interna (*venting*). A tal fine, nelle strutture industriali che possono essere interessate da esplosioni accidentali vengono previste delle aree cedevoli (valvole, dischi di rottura, pannelli; Figura 1) che in corrispondenza di pressione definita (*relief failure pressure,  $P_r$* ) si aprano e consentano l'efflusso dei gas.

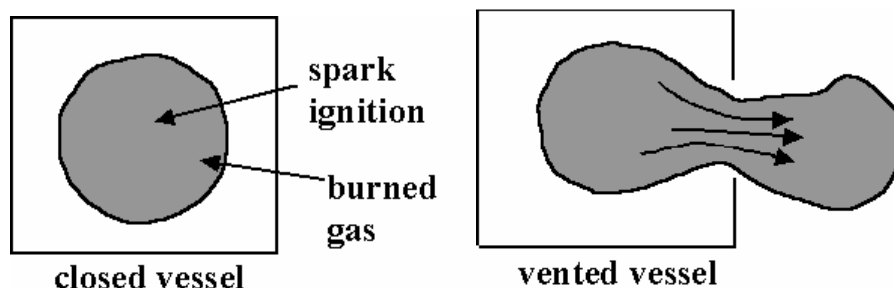


Figura 1 – Schema di un'esplosione in un ambiente chiuso e in uno provvisto di vent.

In Figura 2 è mostrato l'andamento della pressione in funzione del tempo per un recipiente chiuso (curva a) e per un recipiente ventato per due valori diversi della sezione di *vent* (curve b e c). La presenza di una sezione di *vent* consente una notevole riduzione della pressione rispetto al caso del



recipiente chiuso. Se la sezione di *vent* è opportunamente progettata, inoltre, è possibile raggiungere valori di pressioni al di sotto della pressione massima tollerabile dall'apparecchiatura.

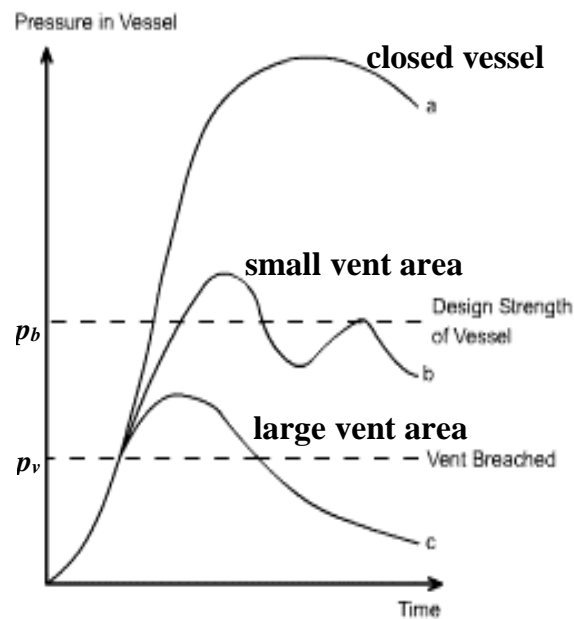
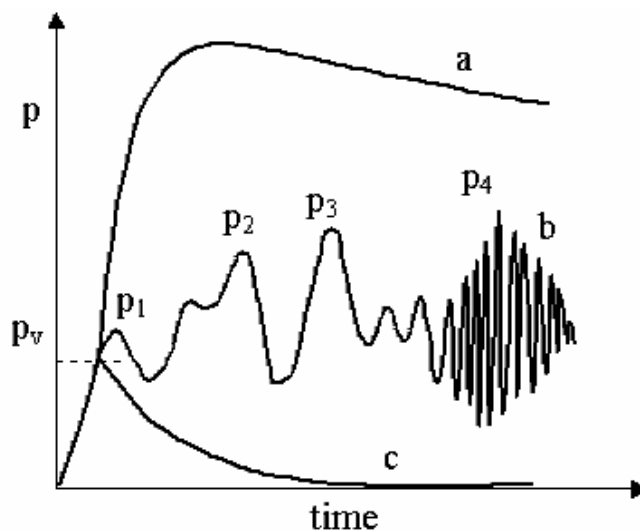


Figura 2 - Andamento della pressione nel tempo nel corso di un'esplosione; a) ambiente chiuso, b) ambiente ventato con una piccola area di vent, c) ambiente ventato con una elevata area di vent

La pressione massima raggiungibile in un *vessel* ventato, dipende non solo dai parametri di reattività della miscela e dalle condizioni iniziali, ma, in maniera sostanziale, dai parametri geometrici quali forma e dimensioni della struttura e posizione dell'ignizione rispetto all'apertura di venting (Razus e Krause, 2001).

Come mostrato in Figura 3, l'apertura del *vent* dà luogo a un andamento non monotono della pressione (curva b) sostanzialmente diverso dal decadimento, in assenza di combustione, a seguito dell'apertura di una valvola di un recipiente sotto pressione (curva c). Prevedendo l'impiego di un'area di *venting*, si può contenere la pressione a valori inferiori rispetto a quelli relativi a un'esplosione in ambiente chiuso (curva a), ma si osservano picchi di pressione (curva b) che possono raggiungere valori tali da inficiare la presenza del dispositivo stesso di *venting*. In particolare, il profilo temporale di pressione può esibire fino a quattro picchi ciascuno dei quali

riveste una diversa importanza in dipendenza delle diverse condizioni operative (Cooper et al., 1986).



*Figura 3 - Andamento della pressione nel tempo nel corso di un'esplosione; a) vessel chiuso, b) vessel ventato, c) decadimento della pressione in un vessel sotto pressione in assenza di combustione*

Il tipico andamento non monotono della pressione in un *vessel* ventato è legato alla competizione tra due fenomeni: la combustione, che tende a far aumentare la pressione nel *vessel* e l'efflusso dei gas dall'area di *vent*, che tende, al contrario, a farla diminuire.

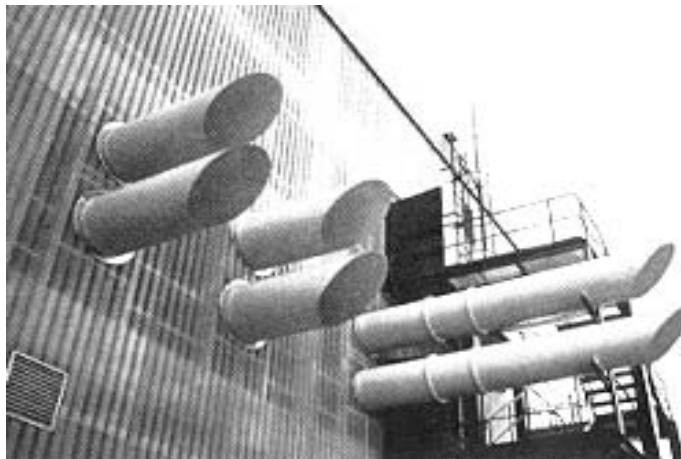
La fenomenologia di un'esplosione ventata risulta di per sé complessa in ragione dell'interazione tra i processi che caratterizzano la propagazione di fiamma e quelli legati all'efflusso dei gas. In particolare i processi di accelerazione della combustione (turbolenza e instabilità della fiamma) risultano esaltati dal campo di moto attraverso complessi meccanismi di *feedback* (Lee and Guirao, 1982; Molkov, 1995).

Quando un dispositivo di *vent* cede ad opera dell'esplosione, le fiamme e le onde di pressione che ne emergono possono causare seri danni all'ambiente circostante quali il ferimento del personale, l'ignizione di altro combustibile attiguo, esplosioni secondarie e danni alle strutture circostanti (NFPA 68, 2002). I gas che fuoriescono dal *vessel* possono inoltre essere altamente tossici. E' dunque spesso necessario, se non obbligatorio, *convogliare* i gas ventati attraverso una tubazione

(*pipe o duct relief*) per dirigerli verso l'esterno oppure in un ambiente predisposto ad accoglierli (Figura 4).

Numerosi studi sperimentali hanno d'altra parte messo in evidenza che la presenza del *duct* aumenta significativamente le sovra-pressure rispetto al caso di assenza del *duct* (*simply vented vessels*) (Molkov et al., 1984; Cooper et al., 1986; Lunn et al., 1988; NFPA 68, 2002).

Come verrà discusso in seguito, la presenza del *duct* complica la già articolata fenomenologia dell'esplosione e rende delicata la progettazione del dispositivo di *vent* ad opera di una non ancora chiara interazione tra la combustione nel *vessel* e quella nel condotto.



*Figura 4 - Condotti per il convogliamento dei gas ventati all'esterno della struttura.*

Ciò che risulta chiaro è che la presenza del *duct* incide sia sull'aspetto quantitativo della storia della pressione nel tempo sia su quello qualitativo (Figura 5). Come riportato da Molkov et al. (1984), il picco massimo di pressione dell'esplosione può arrivare ad essere superiore a quello relativo all'assenza del *duct* di un fattore 10.

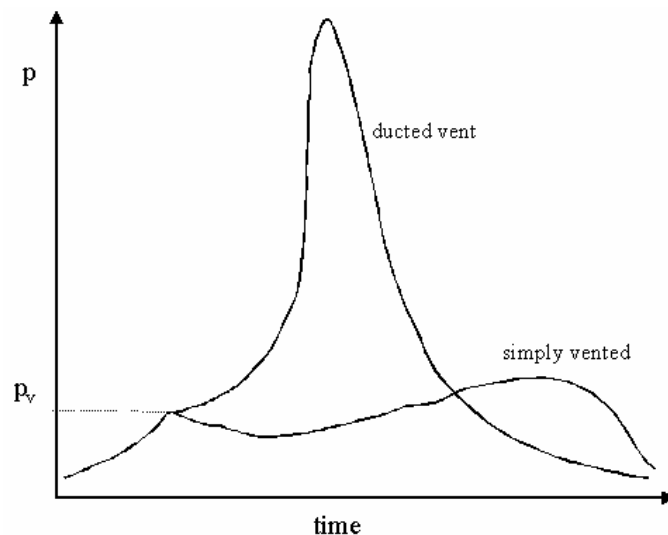


Figura 5 – Andamento della pressione nel tempo per sistemi ventati in presenza (*ducted vent*) e in assenza di tubo di convogliamento (*simply vented*).

## 1.2 Meccanismi coinvolti

Mentre i fenomeni alla base della generazione di pressione nel corso di un'esplosione ventata in assenza di *duct* sono sufficientemente chiari (Cooper et al., 1986), una completa spiegazione dei fenomeni che promuovono l'incremento della pressione nel caso di un *vent* convogliato rispetto al caso *simply-vented* sembra ancora non essere stata raggiunta.

A tal proposito, nell'ambito della letteratura per i *vent* convogliati, sono stati proposti numerosi fenomeni come possibili responsabili:

1. Attrito e inerzia dei gas nel condotto di *venting* (Lunn et al., 1988; Ural, 1993);
2. Interazione fiamma-onde di pressione (Kordylevski e Wach, 1988);
3. Oscillazioni di Helmholtz (McCann et al., 1985);
4. Esplosione secondaria nel *duct* (*burn-up*) e conseguenti effetti sulla combustione nel *vessel* primario (Molkov, 1994; Ponizy e Leyer, 1999a);
5. Propagazione di onde di pressione nel *duct* (Ponizy e Leyer, 1999a; Kordylevski e Wach, 1988 );

6. Riduzione della portata di *venting* dovuta a regimi di flusso *choked* (*friction* e *thermal choking*). (Ural, 1993; Kordylevski e Wach, 1986).

Nel seguito si descrivono e discutono in maggior dettaglio i fenomeni sopra citati.

### *1. Attrito e inerzia dei gas nel condotto di venting*

I gradienti di pressione legati al moto del gas nel sistema *vessel-duct* (attrito e inerzia) sono stati tradizionalmente indicati come possibili responsabili dei maggiori livelli di pressione raggiunti in tale configurazione di *venting* (Lunn et al., 1988; Ural, 1993). I modelli di calcolo proposti da tali autori, risultano però eccessivamente semplificati per consentire di dare indicazioni certe sull'effettivo peso di tali fenomeni.

### *2. Interazione fiamma-onde di pressione*

Kordylevski e Wach (1986, 1988) hanno rilevato oscillazioni acustiche per test di piccola scala ( $0.022 \text{ m}^3$ ) condotti al variare di lunghezza e diametro del condotto di *vent* e hanno suggerito che l'*enhancement* acustico potesse avere un ruolo importante nel determinare la violenza dell'esplosione.

L'esaltazione acustica di una combustione è un processo di *feedback* indotto dall'interazione della fiamma con le onde di pressione prodotte nel sistema dalla combustione stessa. È noto che tale meccanismo risulta significativo solo su scale elevate e in corrispondenza di concentrazioni di *fuel* generalmente superiori a quella stechiometrica (Cooper et al., 1986). Appare dunque dubbia la circostanza che l'interazione fiamma-onde di pressione possa avere un ruolo significativo nei test condotti da Kordylevski e Wach (1986, 1988) che si riferiscono a una scala di laboratorio.

D'altra parte la letteratura delle *duct explosions* non consente di raggiungere conclusioni definitive in merito all'importanza di tale meccanismo data l'assenza di studi sull'effetto della concentrazione del *fuel* su scale sufficientemente elevate.

### 3. Oscillazioni di Helmholtz

Cubbage e Marshall (1972) sono stati i primi a osservare oscillazioni di Helmholtz per test di esplosioni di *pockets* di gas ventate tramite condotti.

Le oscillazioni di Helmholtz mostrano frequenze tipicamente minori di quelle acustiche e sono dovute al moto di *bulk* dei gas in geometrie caratterizzate dalla presenza di tubazioni connesse alla camera principale.

Mc Cann et al. (1985) hanno rilevato oscillazioni alla Helmholtz negli stadi finali di test di esplosioni ventate tramite condotti di diversa lunghezza proponendo che questo tipo di oscillazioni potesse rivestire un ruolo importante innescando una instabilità di Taylor.

Tale proposta non sembra tuttavia esaustiva se si intende spiegare la violenza delle *duct explosions* dato che l'instabilità di Taylor si manifesta tipicamente anche per esplosioni ventate in assenza di *duct*.

### 4. Esplosione secondaria nel duct e conseguenti effetti sulla combustione nel vessel primario

Molkov (1994) e Ponizy & Leyer, (1999) hanno sperimentalmente osservato che in corrispondenza dell'ingresso della fiamma nel condotto, si verifica in esso una violenta esplosione (*burn-up*). Il *burn-up* nelle sezioni iniziali del condotto genera un incremento locale di pressione che può temporaneamente risultare superiore a quella nel *vessel* e indurre, in tal modo, una temporanea inversione del flusso principale (*back-flow*).

Se il verificarsi del *burn-up* nel *duct* è un fenomeno osservato e riconosciuto nella quasi totalità dei lavori sperimentali sul *venting* convogliato, diverse sono state le proposte sulla modalità con la quale tale fenomeno influenza la combustione nel *vessel*. In particolare Molkov (1994) e Ponizy e Leyer (1999a,b), propongono che il *backflow* prodotto dall'esplosione secondaria induca l'efficace *turbulization* della combustione nel *vessel* e il conseguente aumento della pressione.

Gli stessi Ponizy e Leyer (1999b) suggeriscono che il *backflow* non sia sempre necessario per creare turbolenza nel *vessel* e che questa possa essere generata anche da un brusco arresto dei gas nel

*vessel* in corrispondenza dell'esplosione nel *duct*. Viene d'altra parte esclusa una relazione quantitativa diretta tra la violenza dell'esplosione nel *duct* e la massima pressione nel *vessel*. A detta di Ponizy e Leyer, infatti, l'esplosione secondaria nel *duct* è solo responsabile dell'innescò di una più violenta combustione nel *vessel* ma la massima pressione raggiunta dipenderebbe da altri parametri quali la quantità di miscela incombusta residua al momento del *backflow* e l'effettiva velocità di combustione.

#### 5. Propagazione di onde di pressione nel *duct*

Bouhard et al. (1991) hanno osservato che l'ingresso della fiamma nel *duct* e il conseguente *burn-up*, danno origine a una violenta *shock-wave*. La *shock-wave* si propaga *downstream* lungo il *duct* e, allo stesso tempo, un treno di onde di compressione si propaga *upstream* verso il *vessel*.

A tal riguardo, Ponizy e Leyer (1999a) hanno suggerito che per elevate sezioni del *duct*, la formazione di queste onde di pressione fosse responsabile della salita della pressione nel *vessel* ad opera del blocco dell'efflusso dei gas ventati (più precisamente attraverso la riduzione della differenza di pressione  $\Delta P$  tra *vessel* e *duct*).

Va notato che mentre Ponizy e Leyer hanno posto l'attenzione sull'aspetto meccanico dell'interazione delle onde di pressione con il processo di *venting* (riduzione del  $\Delta P$ ), Kordylevski e Wach, come detto, hanno proposto che queste possano interagire efficacemente con la combustione nel *vessel*.

Nonostante l'elevata potenziale importanza delle onde di compressione originate dalla combustione nel *duct*, né il reale meccanismo d'azione né la quantificazione dell'effetto di tale fenomeno sulla pressione finale, sono stati finora affrontati.

#### 6. Regimi di *venting* non efficaci dovuti a regimi di flusso *choked*

Come proposto da Kordylevski e Wach (1986) e da Ural (1993), in corrispondenza di elevate differenze di pressione tra il *vessel* e l'ambiente esterno in cui vengono ventati i gas, è verosimile

pensare che il regime di flusso nel *duct* sia penalizzato da portate di *venting* relativamente contenute.

E' noto dalla teoria del moto di fluidi comprimibili (Bird et al., 1979), che gli effetti legati all'attrito e alla non adiabaticità dei processi, possono indurre dei regimi di flusso nei quali a un aumento dei gradienti di pressione non corrisponda un aumento della portata di efflusso (*friction and thermal choking*).

L'effettivo peso di tale meccanismo appare però discutibile in quanto l'instaurarsi di regimi *choked* potrebbe essere la conseguenza di già raggiunte elevate  $\Delta P$  tra *vessel* e *duct* e non la causa.

### 1.3. Effetto dei parametri

I lavori sperimentali citati hanno, tra l'altro, contribuito a delineare l'andamento della pressione massima dell'esplosione in funzione di alcune variabili operative quali la lunghezza del *duct*. Per altre variabili, quali il diametro del *duct* e la posizione dell'ignizione, i *trend* osservati non sono risultati altrettanto definitivi evidenziando contraddittorietà tra risultati di lavori diversi.

#### *Effetto della lunghezza del duct*

Diversi lavori sperimentali hanno avuto come oggetto l'effetto della lunghezza del *duct* sulle sovrapressioni registrate nel corso dell'esplosione (Wiekema et al., 1977; Kordylevski e Wach, 1988; Lunn et al., 1988; Pineau 1980; DeGood e Chatrathi, 1991; Ponizy e Leyer, 1999a). Il *trend* comune osservato è che lunghezze anche modeste del *duct* inducono un forte aumento della pressione massima rispetto al caso dei *simply vented vessel* ( $L_t=0$ ) mentre per lunghezze maggiori la pressione massima presenta aumenti piuttosto contenuti all'aumentare di  $L_t$ .

Ciò induce a pensare a un effetto *on-off* legato al *duct*: la sola presenza del condotto, indipendentemente dalla sua lunghezza, introduce un meccanismo in grado di generare le drammatiche sovrapressioni osservate.



### *Effetto del diametro del duct*

Lo studio dei lavori di letteratura che hanno esaminato la dipendenza della pressione massima dal diametro del condotto palesa comportamenti qualitativamente diversi.

Ponizy e Leyer (1999a) hanno riscontrato un andamento non monotono che suggerisce l'esistenza di un diametro ottimale in corrispondenza del quale la pressione massima presenta un minimo. Gli autori interpretano il verificarsi di tale *trend* come l'esito di due effetti competitivi. L'incremento di  $D_t$  da un lato favorirebbe l'efficacia del *venting* ma, al contempo, sarebbe responsabile di una più marcata influenza dell'esplosione secondaria sulla combustione nel *vessel*. In particolare, diametri maggiori, comporterebbero maggiori dimensioni dei vortici turbolenti indotti dal *back-flow* e maggiori quantità di miscela *unburned* disponibili per la combustione.

Kordylevski e Wach (1988), seppur denunciando una ridotta efficacia dell'aumento del diametro del *vent* rispetto al caso *simply vented*, hanno generalmente rilevato una diminuzione monotona della  $P_{max}$  con esso (Figura 6). Risulta interessante osservare che in corrispondenza di alcune lunghezze di *duct* studiate da tali autori, in analogia ai risultati di Ponizy e Leyer, viene riscontrato un andamento non monotono.

Lunn et al., 1988 e Pineau, 1980, hanno sistematicamente studiato l'effetto del diametro del *relief duct* per esplosioni di polveri e hanno riscontrato andamenti sempre decrescenti della pressione massima.

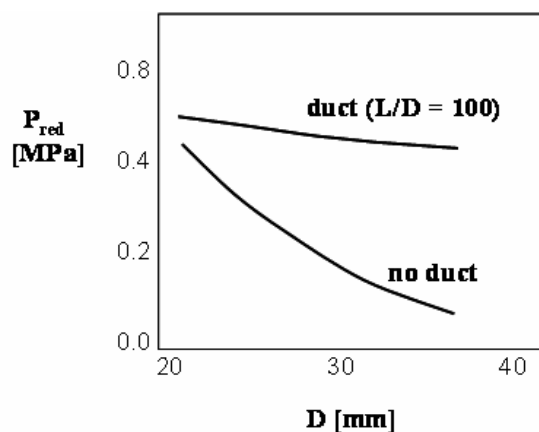


Figura 6 – Andamento della pressione massima nel vessel al variare del diametro  $D$  del vent convogliato di lunghezza  $L$ , per diversi rapporti  $L/D$  (Kordylevski e Wach, 1988).

E' importante notare, a tal proposito, che i lavori citati sono stati condotti su scale profondamente diverse. In particolare le indagini di Ponizy e Leyer e Kordylevski e Wach, si riferiscono a volumi del *vessel* modesti dell'ordine del litro (rispettivamente 3.6 l e 22 l) mentre i test di Lunn e Pineau hanno preso in esame scale decisamente di maggior interesse pratico (rispettivamente 18.5 m<sup>3</sup> e 1 m<sup>3</sup>). E' dunque quasi inevitabile presupporre che gli effetti di scala possano rivestire un ruolo nella dipendenza della pressione massima da  $D_t$  e che meccanismi assenti sulla scala di laboratorio possano risultare decisivi su volumi di interesse pratico.

#### *Effetto della posizione dell'ignizione*

Anche l'effetto della posizione del punto di ignizione riportato in letteratura risulta controverso e, di nuovo, le differenze fanno riferimento a lavori ottenuti su scale diverse.

Se infatti i dati di Hey (1991) e DeGood e Chatrati (1991) (rispettivamente 18.5 m<sup>3</sup> e 2.6 m<sup>3</sup>) indicano che le pressioni massime più elevate sono relative alle posizioni dell'ignizione più lontane dal vent, Ponizy e Leyer (1999b) hanno riscontrato che il caso peggiore è costituito dall'ignizione posizionata nel centro del vessel (*central*).

#### *Effetto della pressione di apertura del vent ( $P_{stat}$ )*

Il più completo studio sull'effetto della pressione di apertura del vent ( $P_{stat}$ ) è stato presentato da Ponizy e Leyer (1999b). Tali autori hanno condotto numerosi *test* adoperando una membrana di vent posta nelle sezioni iniziali del duct con un ampio range di pressioni di apertura (0÷2.3 barg).

Il *trend* ottenuto è quello tipicamente osservato per apparecchiature *simply vented* (Harris e briscole, 1967): la  $P_{max}$  aumenta all'aumentare di  $P_{stat}$  ma l'effetto della combustione residua diminuisce all'aumentare di  $P_{stat}$ .

È importante notare che, a detta degli autori, gli aspetti qualitativi del fenomeno (ovvero l'esplosione secondaria nel duct e la sua interazione con la combustione nel vessel) non vengono alterati da pressioni di apertura del vent maggiori di 0 barg.

### *Effetto della scala dell'apparecchiatura*

Per quanto detto in precedenza, è opportuno concludere questa sezione spendendo qualche parola sugli effetti di scala sulle esplosioni in generale.

Dati ottenuti su scala di laboratorio possono sottostimare l'intensità del fenomeno quando usati per stimare la pressione massima dell'esplosione in una geometria simile ma su scala di interesse industriale (Solberg e Pappas, 1980). In particolare l'aumentare delle dimensioni del sistema, introduce fenomeni di accelerazione della combustione (instabilità e turbolenza) che sono assenti - o hanno importanza trascurabile - su scala di laboratorio e che sono responsabili della maggiore violenza dell'esplosione su scala maggiore (Lee and Guirao, 1982).

Se da un lato tale argomento ha ricevuto molta attenzione nel caso dei *simply vented vessels* fino alla formalizzazione di leggi di *scaling* sufficientemente adeguate (Molkov, 2002), dall'altro mancano studi in proposito per esplosioni ventate tramite condotti. È lecito aspettarsi che sia la combustione nel *vessel* primario che l'esplosione secondaria nel *duct* possano aumentare d'importanza all'aumentare delle dimensioni del sistema, ma rimane tutta da chiarire l'influenza della scala sull'interazione tra questi due fenomeni che, per quanto detto controlla il processo.

L'acquisizione dell'influenza della scala sull'interazione dei due fenomeni (esplosione secondaria e combustione nel *vessel*) potrebbe rivelarsi strumento indispensabile per spiegare l'apparente contraddittorietà tra i *trend* osservati, al variare della scala dell'apparecchiatura, quali l'effetto del diametro e del punto di ignizione.

## **1.4 Linee guida per la progettazione di sistemi ventati convogliati**

La fenomenologia che caratterizza un'esplosione ventata tramite condotti sembra delineata ma tali non sono i meccanismi decisivi che inducono i drammatici livelli di pressione osservati. Molto lavoro andrebbe fatto nella direzione di programmare esperimenti parametrici per studiare selettivamente l'influenza dei vari fenomeni identificati. Tale incertezza si riflette nella difficoltà di

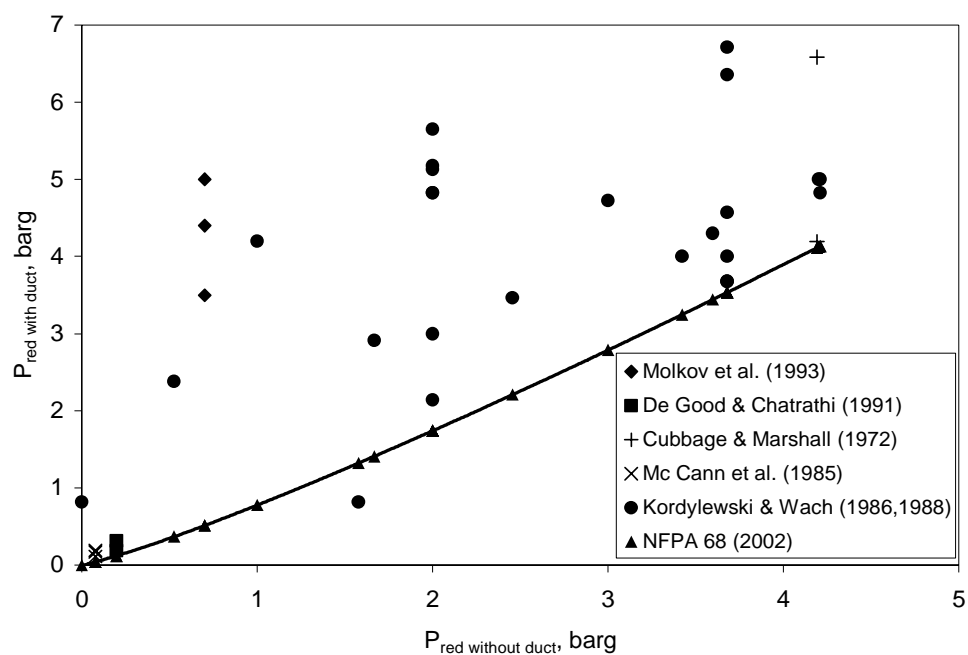
valutare le ipotesi alla base di modelli semplificati e pertanto in una loro sostanziale inadeguatezza. La conseguenza è che le linee guida internazionali per il dimensionamento dell'area di *vent* in presenza di condotti, si basano su correlazioni empiriche (NFPA, 2002) che risultano affidabili, in termini di previsioni, solo in un *range* ristretto di condizioni operative e solo per apparecchiature di scala simile a quelle per le quali sono state ricavate (Tamanini, 1995).

Le indicazioni attualmente disponibili per la valutazione del picco di pressione in un sistema ventato tramite *duct* (NFPA, 2002) correlano la pressione massima dell'esplosione in funzione di quella che si ottiene nello stesso recipiente senza condotto. Le formule prevedono uno *split* in funzione della lunghezza del condotto ma in esse non compare un'esplicita dipendenza dal diametro del *duct*:

$$P_{\text{red with duct}} = 0.779(P_{\text{red without duct}})^{1.161} \quad L_t < 3 \text{ m} \quad (1.1)$$

$$P_{\text{red with duct}} = 0.172(P_{\text{red without duct}})^{1.936} \quad 3 \text{ m} \leq L_t \leq 6 \text{ m} \quad (1.2)$$

In Figura 7 è riportato il confronto tra i dati sperimentali disponibili in letteratura e le previsioni della correlazione. Si nota che le previsioni sono caratterizzate da errori sostanziali dell'ordine anche del 100 %. La correlazione fornisce inoltre previsioni non conservative dal momento che sottostima quasi tutti i picchi di pressione sperimentali.



*Figura 7 – Pressione in un recipiente ventato convogliato in funzione della pressione nel recipiente ventato. Valori sperimentali e correlazione NFPA (2002) per  $L < 3\ m$ .*

## CAPITOLO 2: SCOPO DEL LAVORO E DESCRIZIONE ATTIVITÀ

Nel Capitolo 1 si è discusso di come l'impiego di condotti di *venting* sia una soluzione molto diffusa nell'industria di processo e di quali siano stati i meccanismi proposti per spiegare la aumentata violenza dell'esplosione rispetto all'assenza di *duct*. Si è anche detto che permane un'incertezza di fondo sulla questione se ve ne sia uno decisivo o una combinazione di diversi.

Alla difficoltà oggettiva nella valutazione del peso dei diversi fenomeni si aggiunge la mancanza di studi parametrici completi su scale maggiori di quelle di laboratorio rivolti alle miscele *fuel*-aria di maggiore interesse nelle applicazioni.

Se dunque i progressi compiuti nello studio qualitativo e quantitativo del *venting* semplice (in assenza di condotti) hanno permesso di sviluppare correlazioni che risultano adeguate per geometrie semplici (Bradley e Mitcheson, 1978; Molkov, 2002), lo stesso non si può dire per i *vent* convogliati.

Questa tesi di dottorato si propone di studiare il fenomeno di un'esplosione ventata tramite condotti in funzione di parametri operativi e di progetto quali la scala del fenomeno, le dimensioni del *duct*, la reattività della miscela, la posizione del punto di ignizione. Una maggior comprensione qualitativa (meccanismi coinvolti) e quantitativa (importanza relativa dei meccanismi) del fenomeno è indispensabile in vista dell'ottenimento di una correlazione ingegneristica. In particolare le indicazioni fornite risulterebbero utili a suggerire le approssimazioni lecite nell'ambito di un modello semplificato e ad individuare i corretti gruppi adimensionali per correlare i dati sperimentali.

A tale scopo sono state condotte prove sperimentali su un'apparecchiatura di scala pilota e confrontate con quelle disponibili in letteratura ottenute su scala da laboratorio. I dati ricavati si riferiscono a una configurazione *uncovered*, ovvero caratterizzata da una sovra-pressione di apertura del *vent* nulla ( $P_{stat}=0$  barg). I risultati ottenuti possono essere ritenuti validi per anche per configurazioni caratterizzate da pressioni di apertura del *vent* modeste.

Inoltre, ad ausilio per l'interpretazione dei fenomeni osservati è stato sviluppato un modello matematico a parametri distribuiti, integrato numericamente con il codice commerciale CFD-ACE+ (<http://www.cfdrc.com>). Il modello è stato validato mediante un *set* di dati sperimentali ottenuti su scala di laboratorio (Ponizy e Leyer, 1999a,b).

Attraverso l'analisi dettagliata dei dati sperimentali ottenuti e con l'ausilio dello strumento matematico sviluppato, si è verificato quindi se i meccanismi proposti sulla piccola scala giocano un ruolo importante anche su scale maggiori. E' stato inoltre valutato il peso relativo degli effetti puramente meccanici (attrito, inerzia, propagazione ondosa) e di quelli legati al solo incremento della *burning rate* (*turbulization* indotta dal *back-flow*, interazione fiamma-onde di pressione).

In Tabella 1 sono riportate le diverse tappe dell' attività svolta.

L'attività di modellazione matematica e sviluppo del modello CFD è stata condotta a Napoli presso il Dipartimento di Ingegneria Chimica (Università di Napoli Federico II) e l'Istituto di Ricerche sulla Combustione (CNR).

L'attività sperimentale è stata condotta presso i laboratori del Dipartimento Fuel & Energy dell'Università di Leeds (UK) nell'ambito di una collaborazione con i prof. E. Phylaktou e G. Andrews.

*Tabella 1 – Tabella delle attività svolte durante lo studio dei venting convogliati*

When	What	where
I anno	Studio della letteratura	DIC-UNINA/ IRC-CNR
II anno –a	Sviluppo del Modello	DIC-UNINA/ IRC-CNR
II anno -b	Prove sperimentali di scala pilota	LEEDS
III –a	Prove sperimentali di scala pilota	LEEDS
III-b	Simulazioni con il modello dei risultati di larga scala	DIC-UNINA/ IRC-CNR

## CAPITOLO 3: ATTIVITA' SPERIMENTALE

### 3.1 Descrizione dei risultati sperimentali di letteratura

Il più ricco *set* di dati sperimentali attualmente disponibile in letteratura per esplosioni di gas ventate tramite condotti è quello prodotto da Ponizy e Leyer (1999a,b). Tali dati sono stati ottenuti su un'apparecchiatura di scala di laboratorio costituita da un *vessel* cilindrico ( $V = 3.6 \text{ l}$ ) collegato a un tubo cilindrico coassiale. Lo schema del *set-up* sperimentale di base è riportato in Figura 8 dove sono visibili anche le posizioni del *rig* in cui sono state monitorate le variabili.

In tale lavoro sono state esplose miscele stechiometriche propano-aria facendo variare parametricamente la lunghezza e il diametro del *duct* ( $L_t$ ,  $D_t$ ) oltre che la posizione dell'ignizione (*rear*, *central*, *front*: Figura 9) e la pressione di apertura del *vent* ( $P_{stat}$ ).

L'attenzione verrà nel seguito riservata ai dati relativi a pressioni di apertura del *vent* nulle ( $P_{stat} = 0$ ).

La qualità dei dati raccolti è di elevato interesse perchè vengono presentati gli interi tracciati della pressione in funzione del tempo in diversi punti dell'apparecchiatura. La rilevazione della posizione della fiamma nel condotto permette di avere importanti informazioni sul complesso meccanismo di propagazione nel *duct*. Gli autori rilevano inoltre le zone interessate dalla combustione attraverso misure a infrarossi delle specie radicaliche.

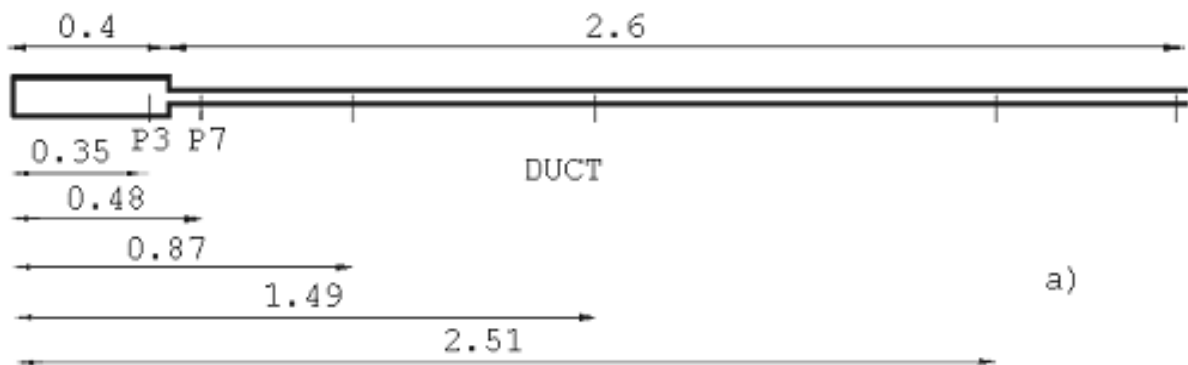




Figura 8- Schema della configurazione base studiata da Ponizy e Leyer;  $L_t = 2.6\text{ m}$ ,  $D_t = 0.036\text{ m}$ ; dettaglio della posizione dei trasduttori di pressione

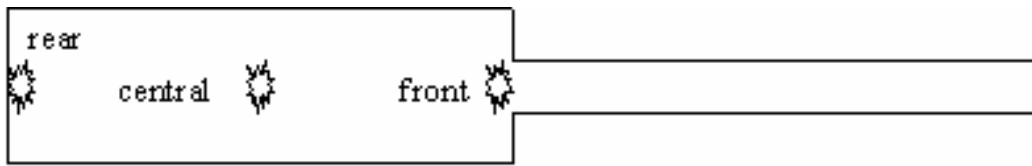


Figura 9 – Posizioni dell'ignizione testate da Ponizy e Leyer (1999a,b).

Come detto tali dati costituiscono il più completo *set* sperimentale per la configurazione in esame e hanno il merito di aver descritto alcuni fenomeni chiave del processo. D'altra parte, riferendosi a una scala di laboratorio non è possibile a priori ritenerne valide le conclusioni su scale di interesse pratico.

La mancanza, in letteratura, di dati sperimentali su scale di interesse pratico, ha reso necessario programmare e realizzare una serie di *test* su scala maggiore. I dati sperimentali presentati nella tesi sono stati ottenuti per un volume di 200 l al variare della reattività della miscela esplosiva e della posizione dell'ignizione. Segue la descrizione dell'apparecchiatura sperimentale allestita durante la permanenza presso l'Università di Leeds.

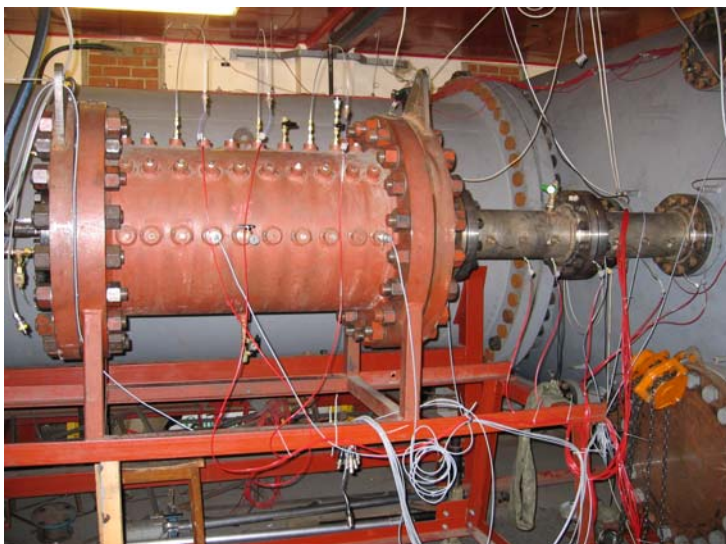
### 3.2 Descrizione dell'apparecchiatura sperimentale allestita

I *test* sono stati condotti nei laboratori della SPEME (School of Process, Environmental and Material Research) dell'Università di Leeds nella Room B11 dell'Houldsworth Building.

Allo scopo di evidenziare gli effetti legati alla sola presenza del *duct*, le esplosioni sono state condotte nello stesso *test vessel* sia in presenza del *duct* che in sua assenza (*simply vented test*).

Come accennato in precedenza, i test sono stati condotti in condizioni per le quali  $P_{stat}=0\text{ barg}$ .

In Figura 10 è riportata la foto del *test vessel* con il *duct* connesso. Sulla parete laterale di ciascuna sezione (*vessel* e *duct*) sono visibili gli alloggiamenti per le termocoppie e i trasduttori di pressione.



*Figura 10 - Foto della configurazione, Rig 1.*

#### *Caratteristiche costruttive*

Sia il *vessel* che il *duct* sono stati ricavati dall'assemblaggio di sezioni flangiate di tubi preesistenti di diversa sezione e lunghezza le cui caratteristiche geometriche sono riportate in Tabella 1.

Il *test vessel* è stato ricavato da una sola sezione di tipo 2 con un volume risultante pari a circa  $0.2 \text{ m}^3$  ( $L = 1.0 \text{ m}$  e  $D = 0.482 \text{ m}$ ). Il *duct* è stato ottenuto attraverso l'assemblaggio di due sezioni di tipo 1 per una lunghezza totale pari a  $1 \text{ m}$  ( $L_t = 1.0 \text{ m}$  e  $D_t = 0.162 \text{ m}$ ).

*Tabella 2 – Caratteristiche geometriche delle sezioni di tubo adottate*

Tipo di sezione di tubo →	Sezione 1	Sezione 2
Diametro interno (nominale) [mm]	162	482
Lunghezza della sezione (nominale) [mm]	0.5	1
Spessore [mm]	3.4	12.7
Massima pressione tollerabile [bar]	35.5	28

La parte posteriore dei *vessel* è stata chiusa con un disco tramite bullonatura e, in tale disco, è stata alloggiata la *spark plug* utilizzata per l'ignizione in posizione *rear*. L'ignizione in posizione *central*

è stata ricavata prolungando gli elettrodi di una *spark plug* e inserendola in un alloggiamento ricavato in posizione centrale.

Le caratteristiche geometriche del sistema *vessel-duct* sono riassunte in Tabella 3.

*Tabella 3 – Caratteristiche geometriche del sistema vessel-duct assemblato*

L (lunghezza del test vessel [m] )	1
D (diametro del vessel primario [m] )	0.5
L <sub>t</sub> (lunghezza del duct [m] )	1
D <sub>t</sub> (diametro del duct [m] )	0.16
V (volume del primary vessel [m <sup>3</sup> ] )	0.2

#### *Dump vessel*

Allo scopo di condurre le esplosioni in condizioni di sicurezza, l'assemblaggio *primary vessel-duct* (o il solo *test vessel* per i *simply vented*) è stato collegato a un ampio volume (*dump vessel*) deputato ad accogliere i gas ventati e a contenerli prima dell'operazione di *purging* (Figura 11). Il volume totale del *dump vessel* è di circa 50 m<sup>3</sup> e l'elevato rapporto tra tale volume e quello del *test-vessel* impiegato, ha consentito di ritenere, con sufficiente fondatezza, che l'influenza del *dump vessel* sul decorso dell'esplosione fosse trascurabile (Gardner, 1996).



*Figura 11 - Foto del sistema complessivo*

### Strumenti di misurazione

I parametri fondamentali nella caratterizzazione di un'esplosione sono la velocità di fiamma e la pressione sviluppata. Le pressioni sviluppate durante il corso delle esplosioni sono state misurate attraverso l'impiego di trasduttori di pressione Keller di tipo piezoresistivo (type: PAA/11) con un intervallo di misurazione di 10 bar (range: 0-10 bar e pressione massima di 10 bar). La posizione della fiamma è stata determinata attraverso l'impiego di termocoppie secondo una metodologia validata nei laboratori di Leeds (Herath, 1986). Dal rilevamento degli istanti di arrivo della fiamma in due posizioni adiacenti è possibile determinare la velocità media della fiamma tra le due posizioni. Va notato che le termocoppie vengono utilizzate per rilevare l'istante in cui la pendenza del segnale inizia a cambiare e tale istante viene assunto come quello in cui transita la fiamma.

Le termocoppie impiegate sono di tipo K e sono state posizionate in modo che la loro estremità si trovi sulla linea di mezzeria assiale del *vessel* e del condotto. Lo schema della posizione delle termocoppie e dei trasduttori di pressione lungo l'asse del sistema è riportata in Figura 12.

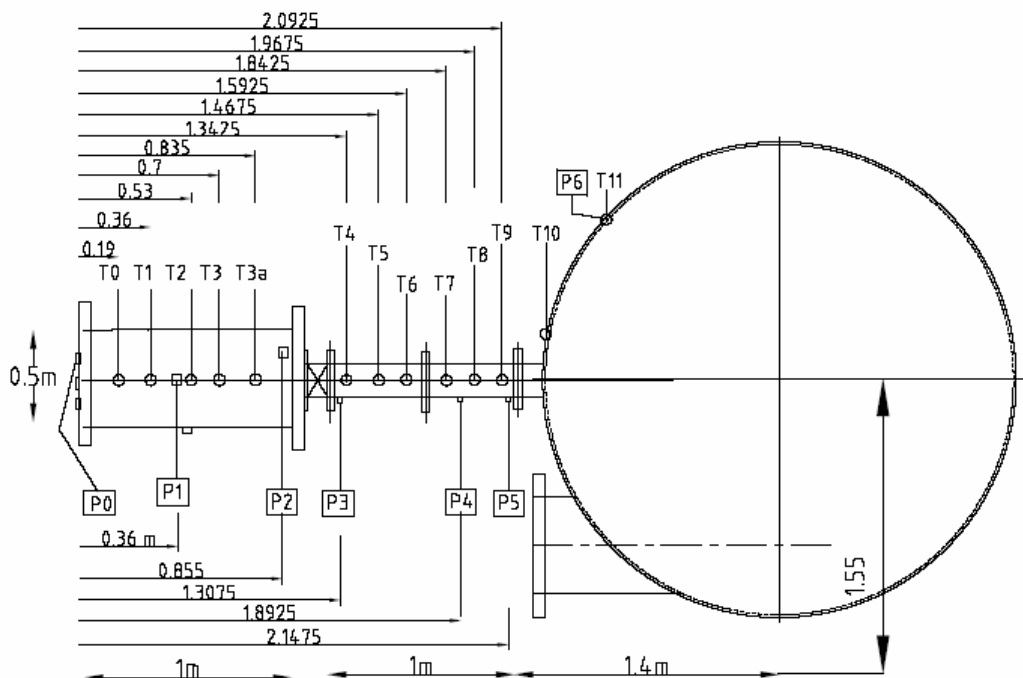


Figura 12- Disegno in scala della configurazione

Oltre alle caratteristiche della propagazione della fiamma in direzione assiale, è sicuramente importante seguire la propagazione di fiamma in direzione trasversale nel *vessel*. A tal fine sono

state impiegate altre due termocoppie sulla parete laterale del *vessel* per rilevare gli istanti in cui la fiamma raggiunge la parete nelle sezioni *rear* (toptc1) e *front* (toptc2) (Figura 13).

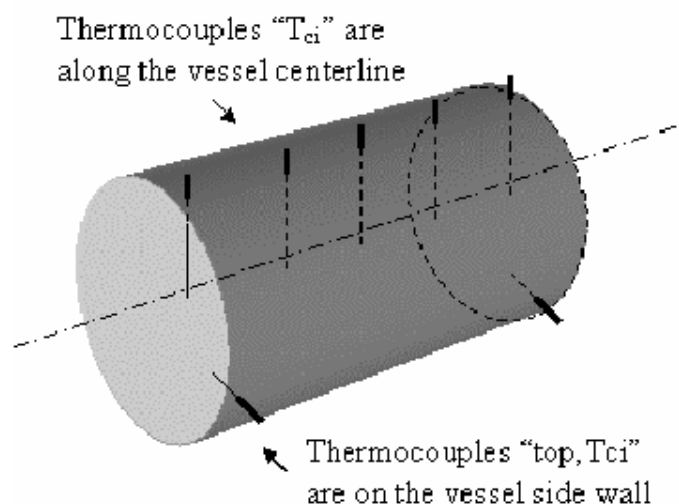


Figura 13 - Termocoppie per il rilevamento della posizione della fiamma nel vessel.

La breve durata di un fenomeno fortemente transitorio quale un'esplosione, richiede, ai fini di un'analisi accurata, un'elevata velocità di acquisizione dei dati raccolti dalla strumentazione. A tal fine la strumentazione è stata collegata a un sistema di *data-logging* Microlink 4000 dotato di 34 canali con una frequenza di *sampling* fino a 200 kHz per canale. Il *software* specializzato *Wavecap* ha consentito di sincronizzare l'inizio della registrazione dati e l'istante dell'ignizione oltre che la scelta della frequenza di *sampling* e dei tempi precedenti e successivi al *trigger*. Il *processing* della grande quantità di dati registrati è stata condotta attraverso il software specializzato *Famos*.

### *Procedure operative*

In Figura 14 è riportato lo schema delle linee di alimentazione dei gas (aria e *fuel*) al *vessel* e le relative apparecchiature. La preparazione della miscela esplosiva è stata condotta secondo il metodo delle pressioni parziali. Dapprima si fa il vuoto nel *vessel* e poi si introduce una quantità di *fuel* pari alla pressione parziale desiderata. L'aria viene introdotta successivamente fino al raggiungimento della pressione atmosferica. Al Tale procedura è stata verificata tramite il *sampling* della miscela

esplosiva prima dell'ignizione. Prelievi di gas dal *vessel* sono stati effettuati in diverse posizioni e analizzati mediante gas-cromatografo.

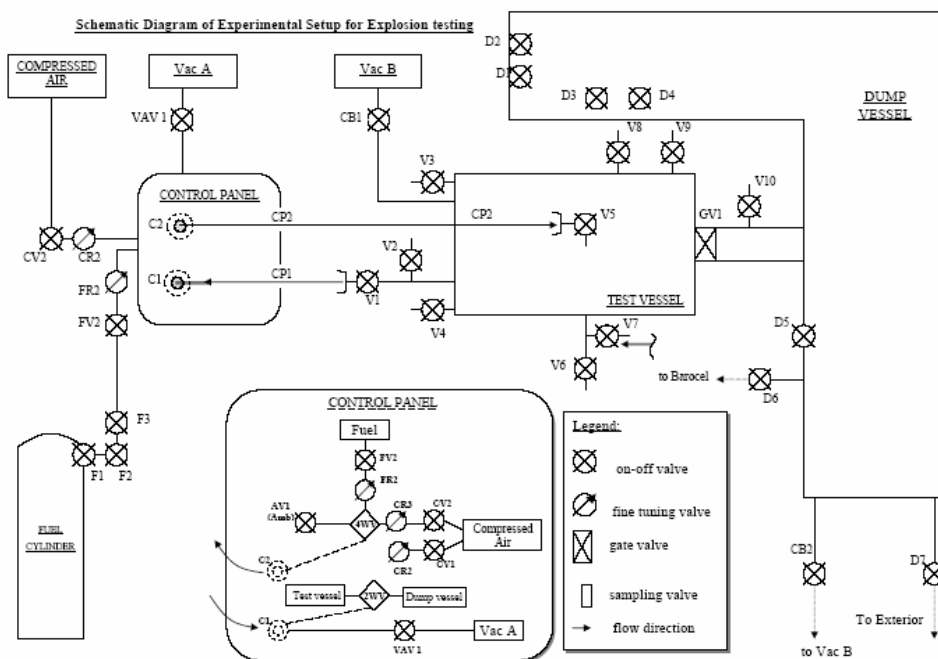


Figura 14 -- Schema generale delle linee di alimentazione del vessel

La procedura d'ignizione prevede l'isolamento del *vessel* dalle linee di alimentazione e da tutte le apparecchiature ausiliarie deputate alla preparazione della miscela esplosiva (pompe e strumenti di monitoraggio della pressione). Tutte le valvole che regolano il flusso dei gas vengono chiuse e le linee di alimentazione vengono disconnesse dal *vessel*. Un circuito di sicurezza impedisce l'ignizione della miscela esplosiva se tutte le linee di connessione non risultano scollegate. Dopo aver verificato l'avvenuta esplosione della miscela tramite l'analisi dei dati del *test* condotto, si procede ad allontanare i gas combusti dal sistema *vessel- dump vessel* scaricandoli all'esterno del laboratorio. A tal fine si aprono le valvole che collegano l'apparecchiatura con l'ambiente e si aziona una pompa che provvede a creare un flusso dei gas verso l'esterno.

#### Apparecchiature ausiliare

Come detto in precedenza, la preparazione della miscela e il *purging* dopo l'esplosione, richiedono l'impiego di una pompa. Per entrambe le operazioni è stata impiegata una pompa a due stadi Edwards E2M 175.

Un sensore di pressione di tipo Datametrics Edwards è stato impiegato per monitorare la pressione nel *vessel* durante l'intera fase di preparazione della miscela.

Considerazioni dettate dalla sicurezza, hanno portato ad impiegare un misuratore di pressione ausiliario come strumento di *back-up* per il monitoraggio della pressione. A tal scopo è stato impiegato un *pressure gauge* Budenberg con *range* di misurazione 0-2 bar.

Classiche candele d'accensione sono state impiegate nei *test* per ignire le miscele. Tale dispositivo libera un'energia nominale pari a circa 16 Joule.

Per isolare il *test vessel* dal *duct* durante la fase di preparazione della miscela, si è reso necessario l'utilizzo di una *gate valve* interposta tra il *vessel* e il *duct* mediante bullonatura alle rispettive flange. La *gate valve* (Series 12 VAT) viene azionata mediante aria compressa a 4 bar e controllata manualmente attraverso un interruttore.

## CAPITOLO 4: MODELLO MATEMATICO

### 4.1 Approcci di letteratura

Sin dalla comparsa dei primi lavori sperimentali sul *venting*, si è avvertita l'esigenza di formalizzare i dati attraverso modelli matematici. L'esigenza primaria era, e rimane tuttora, quella di sviluppare uno strumento predittivo in fase sia di progettazione che di verifica.

Secondo livelli di complessità crescente i modelli possono essere suddivisi in tre categorie principali:

1. modelli empirici
2. modelli a parametri concentrati
3. modelli a parametri distribuiti.

#### *Modelli empirici*

I modelli empirici propongono correlazioni algebriche per l'ottenimento della pressione massima dell'esplosione in funzione dei parametri operativi. Le correlazioni sono ottenute attraverso semplici *fit* di dati sperimentali e sono fornite in termini di variabili dimensionali. Se da una parte è lecito fare un certo affidamento su informazioni ottenute dall'interpolazione delle correlazioni, l'estrapolazione al di fuori del *range* dei dati conduce a informazioni inattendibili. Ciò costituisce senza dubbio il maggior limite di questi modelli in quanto, per loro natura, i dati sperimentali sono relativi a ristretti intervalli delle variabili operative.

Come già accennato nel Capitolo 1, la versione più recente delle linee guida NFPA 68 (2002) propone, per il dimensionamento dell'area di *vent* in presenza di condotti, la correlazione empirica proposta in Bartknecht (1993) (Eq. (1.1)-(1.2) ).

Per l'esplosione di polveri sono state sviluppate diverse correlazioni (Tamanini, 1995; NFPA 68, 2002) che sembrano essere più adeguate di quelle disponibili per i gas dal momento che - oltre alla



lunghezza del condotto - tengono conto anche di altri parametri (i.e. diametro del condotto) che sono determinanti (Russo & Di Benedetto, 2005).

### *Modelli a parametri concentrati*

I modelli a parametri concentrati (indicati anche con il nome *multizone models*) rappresentano i fenomeni fondamentali di una deflagrazione ventata attraverso un sistema di equazioni differenziali ordinarie (Bradley e Mitcheson, 1978a,b; Molkov, 1995). Il sistema descrive l'evoluzione nel tempo delle variabili fondamentali del processo quali la pressione e le frazioni di massa dei gas *burned* e *unburned*.

Modelli a parametri concentrati che portano in conto la presenza di un condotto di *venting*, sono stati proposti da Molkov et al. (1984) e Ural (1993).

Molkov et al. (1984) propongono un modello basato sui bilanci di materia e di energia ai quali si aggiunge un'ulteriore equazione che descrive la variazione della pressione nel *receiver* (il *receiver* è l'ambiente che accoglie i gas ventati tramite il *duct*). Il modello porta in conto l'eventuale combustione dei gas *unburned* ventati nel *duct* e nel *receiver*. La presenza del condotto si traduce semplicemente nel fatto che i gas sono ventati in un ambiente che non si trova a pressione atmosferica. Il modello introduce due parametri di *fitting*:  $\chi$  e  $\mu$  che rappresentano rispettivamente l'incremento della velocità di combustione e il coefficiente d'efflusso dei gas (*discharge coefficient*). Tali parametri vengono identificati mediante il confronto con risultati di un set di prove sperimentali che si riferiscono a *vessel* di volume 0.027, 2 e 10 m<sup>3</sup>, con *duct* di lunghezza compresa tra 1.83 e 25 m (Molkov et al., 1993).

Il modello di Ural (1993), pur rimanendo nell'ambito dei modelli a parametri concentrati (ovvero zero-dimensionali), considera un bilancio approssimato di quantità di moto per il *duct* per tener conto anche dell'effetto di inerzia e di attrito. Tale modello tuttavia non è in grado di descrivere la complessa fluidodinamica nel sistema *vessel-duct* e la sua interazione con la combustione. Pertanto

fenomeni fondamentali quali il *burn-up* e la propagazione delle onde di pressione non possono essere simulati.

### *Modelli a parametri distribuiti*

I modelli a parametri concentrati predicono l'andamento della pressione nel corso di un'esplosione ventata rappresentando la propagazione di fiamma attraverso geometrie semplici con simmetria essenzialmente sferica. La simmetria sferica permette di descrivere agevolmente (con una sola variabile geometrica) la propagazione del fronte di fiamma. L'eventuale presenza di asimmetrie e/o ostacoli nell'ambiente in cui si sviluppa la deflagrazione rende però impossibile seguire il fronte di fiamma in tal modo e, quindi, impraticabile tale approccio.

I modelli a parametri concentrati non sono dunque in grado di tenere conto degli aspetti geometrici dell'ambiente in cui avviene la deflagrazione ovvero della forma del *vessel*, della presenza di ostacoli né, tanto meno, della presenza di un condotto di *venting*.

D'altra parte, nel capitolo della fenomenologia si è descritto come l'andamento della pressione nel corso dell'esplosione sia strettamente legato all'interazione tra il campo di moto dei gas e la geometria del sistema. Nel caso specifico di un *vent* convogliato, da tale interazione dipende la generazione di turbolenza nelle sezioni iniziali del *duct* e il conseguente verificarsi di fenomeni fondamentali quali l'esplosione secondaria.

Per rappresentare i processi fondamentali del fenomeno è necessario, dunque, fare ricorso a un modello matematico più accurato che consenta di tenere in conto gli effetti della geometria e del campo di moto nel corso dell'esplosione ventata.

I modelli a parametri distribuiti (2D/3D) sono in grado, in linea di principio, di tener conto di tutti gli aspetti fenomenologici di un'esplosione ventata.

La soluzione numerica del sistema di equazioni di bilancio di materia, di energia e di Navier-Stokes che descrive una combustione turbolenta è particolarmente onerosa. Le maggiori difficoltà risiedono nel fatto che un moto turbolento è caratterizzato da fenomeni che avvengono in un ampio

intervallo di scale temporali e spaziali. La scala di lunghezza maggiore corrisponde alla dimensione lineare dell'apparecchiatura  $L$ . La scala più piccola è la *scala di Kolmogorov* ( $l_k$ ), in corrispondenza della quale hanno luogo i fenomeni dissipativi attraverso i meccanismi molecolari ( $l_k \sim 0.1$  mm).

In presenza di combustione, sono presenti lunghezze caratteristiche associate alla struttura laminare di fiamma e, in particolare, lo *spessore di fiamma* premiscelata,  $l_F$  ( $\sim 0.1$  mm).

In funzione della diversa scelta della scala di risoluzione del flusso ovvero nella scelta della dimensione  $\Delta x$  della cella elementare di calcolo si distinguono tre approcci:

$\Delta x \leq l_k \quad \Leftrightarrow \text{Direct Numerical Simulation (DNS)}$

$\Delta x \lesssim 10 l_k \quad \Leftrightarrow \text{Large Eddies Simulation (LES)}$

$\Delta x \leq L \quad \Leftrightarrow \text{Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)}$

I metodi DNS si basano sulla integrazione numerica delle equazioni di Navier Stokes spingendo la risoluzione del campo di moto fino alla scala più piccola ( $l_k$ ). L'approccio DNS consente dunque una soluzione numerica delle equazioni esatte. Tuttavia la sua applicabilità è limitata dalle risorse di calcolo attualmente disponibili ad applicazioni caratterizzate da bassi numeri di Reynolds turbolenti ( $Re_t \sim 100$ ).

Nei processi di interesse industriale, i valori di  $Re_t$  sono decisamente maggiori (un fenomeno esplosivo è caratterizzato da  $Re_t = 10^6 \div 10^7$ ).

Un approccio alternativo è quello LES (*Large Eddy Simulation*) che si basa sulla ipotesi di calcolare rigorosamente i vortici di larga scala, caratterizzati dal maggior contenuto di energia, e di impiegare dei sub-modelli per le strutture di piccola scala (Oran e Boris, 1993). I modelli LES sono modelli molto recenti che trovano una giusta applicazione nello studio dei fenomeni esplosivi. Tuttavia anch'essi sono limitati dalle potenze di calcolo disponibili.

I modelli RANS (ovvero *Unsteady RANS* o anche VLES: *Very Large Eddy Simulation*) non risolvono nessuna scala dei vortici turbolenti e modellano totalmente l'effetto della turbolenza. La turbolenza non viene cioè *simulata* attraverso la rappresentazione dei vortici ma *modellata*

attraverso la rappresentazione direttamente dei suoi effetti sulla larga scala. Di fatto ciò che si risolve non sono l'equazioni esatte ma una loro forma mediata (*ensemble average*). L'operazione di media che viene condotta genera dei termini incogniti (velocità di reazione media e sforzi di Reynolds) che non possono essere calcolati se non attraverso dei sotto-modelli.

Il problema della modellazione di un moto turbolento in presenza di combustione secondo l'approccio RANS, consiste dunque nel modellare le quantità incognite introdotte con l'operazione di media al fine di ottenere le equazioni mancanti per la risoluzione del sistema.

I numerosi modelli a parametri distribuiti sviluppati per descrivere i fenomeni esplosivi sono nella quasi totalità basati su un approccio RANS. Attualmente non esistono in letteratura modelli a parametri distribuiti in grado di descrivere la fenomenologia del *venting* convogliato né su scala di laboratorio né su scala industriale.

## 4.2 Sviluppo del modello matematico

Nella presente tesi è stato sviluppato un modello 2D assial-simmetrico basato sulle equazioni di bilancio di materia, energia e quantità di moto (equazioni di Navier Stokes). L'approccio utilizzato per risolvere le equazioni è quello unsteady-RANS.

Il modello è stato validato mediante i dati sperimentali di piccola scala di Ponizy e Leyer (1999a,b) e, successivamente, senza alcuna modifica, è stato impiegato per la simulazione del fenomeno su scala pilota.

Nel seguito si descrivono i dettagli del modello.

### *Equazioni del modello*

Le equazioni di conservazione sono le seguenti:

Equazione di continuità

$$\frac{\partial \bar{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j) = 0 \quad (4.1)$$

Equazione di bilancio di quantità di moto

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{u}_i) = -\frac{\partial \bar{P}}{\partial x_i} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j'' u_i'') \quad (4.2)$$

Equazione di bilancio di energia

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{e})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{e}) = -\bar{P} \frac{\partial \tilde{u}_j}{\partial x_j} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j'' e'') \quad (4.3)$$

Equazione della *progress variable*  $c$ :

$$\frac{\partial (\bar{\rho} \tilde{c})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} \tilde{u}_j \tilde{c}) = -\bar{\omega} - \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{\rho} u_j'' c'') \quad (4.4)$$

$\rho$ ,  $P$ ,  $u$ ,  $c$  ed  $e$  sono rispettivamente la densità, la pressione, la velocità (vettore), la *progress variable* e l'energia interna. Gli apici  $(-)$  e  $(\sim)$  denotano le medie di Reynolds e di Favre rispettivamente e  $('')$  rappresenta la fluttuazione delle variabili intorno al valore medio.

L'operazione di media, data la non linearità delle equazioni di *Navier Stokes*, dà origine alle seguenti incognite addizionali:

- 1) i flussi turbolenti delle variabili  $(\bar{\rho} u_j'' \phi'')$
- 2) le medie delle velocità di reazione  $(\bar{\omega}_i)$

Per risolvere il sistema di equazioni è dunque necessario modellare i termini dei flussi turbolenti e la velocità media di reazione. Nel seguito vengono discussi i modelli di turbolenza e di combustione adottati nel presente lavoro.

### *Modello della turbolenza*

Il modello di turbolenza adottato è il modello  $k-\varepsilon$  (Jones & Launder, 1972). Questo modello consente la valutazione delle variabili che caratterizzano il campo della turbolenza di un sistema in

flusso attraverso la risoluzione di due equazioni di trasporto aggiuntive rispettivamente per l'energia cinetica turbolenta ( $k$ ) e la velocità della sua dissipazione ( $\varepsilon$ ).

I limiti del modello  $k$ - $\varepsilon$  risiedono nell'assunzione di numerose ipotesi restrittive: flusso stazionario e incomprimibile, elevate intensità e isotropia del campo di turbolenza.

A fronte di queste incertezze, bisogna osservare che i modelli di turbolenza più complessi (*Full Reynolds Stress Model*) si basano su ipotesi di chiusura dei termini delle equazioni altrettanto discutibili. E' senz'altro vero che il peso di questi errori è diverso perchè è relativo a termini che descrivono i momenti delle distribuzioni di ordine superiore ma la maggiore accuratezza viene pagata in termini di una minore robustezza numerica del modello risultante (Lea et al., 2002). Tutti i codici CFD sviluppati per la descrizione di fenomeni esplosivi (FLACS, COBRA, AutoReagas, EXSIM, NEWT) con l'unica eccezione di un codice sviluppato in ambito accademico all'Imperial College, adottano il modello  $k$ - $\varepsilon$ .

### *Modello di combustione*

In Figura 15 è riportato il diagramma di Borghi (Peters, 2000) nel quale è stata rappresentata, tramite una linea tratteggiata, una tipica evoluzione di un'esplosione ventata quando la fiamma abbia modo di subire notevoli accelerazioni (ad esempio a seguito di ostacoli o restringimento della sezione di passaggio).

A seguito dell'ignizione la fiamma inizia a propagare in condizioni laminari; la propagazione puramente laminare (caratterizzata da  $Re_t < 1$  e da una superficie *smooth*) dura poco in quanto le instabilità idrodinamiche e termodiffusive increspano la fiamma anche in condizioni per le quali i vortici turbolenti non modificano la struttura laminare della fiamma (*wrinkled flamelets*). L'espansione dei gas caldi promuove il campo di moto e l'aumento dell'intensità di turbolenza. Finché la propagazione avviene in condizioni per le quali  $Ka < 100$  (regimi *flamelets*), la struttura più interna della fiamma non viene modificata dai vortici turbolenti e la combustione avviene ancora

con meccanismi di tipo reattivo-diffusivi. In tali condizioni, la velocità di combustione risulta aumentata perché aumenta la superficie specifica della fiamma.

È possibile che, localmente, in alcune zone della fiamma, si raggiungano valori più elevati del rapporto  $u'/S_l$  ( $Ka > 100$ ). In tali condizioni i vortici riescono a penetrare nella fiamma e si può osservare la formazione di *pockets* di gas caldi e l'estinzione locale della fiamma (*regime broken reaction zones*).

Allo scopo di modellare opportunamente la combustione in ciascun regime, si è scelto di impiegare un'espressione adeguata per ciascuno di essi:

$$\text{laminare: } \bar{\omega} = \rho_u A_f S_l \text{ per } (u'/S_l) \leq 1 \text{ e } Re_f < Re_c \quad (4.5)$$

$$\text{wrinkled flamelets: } \bar{\omega} = \eta \rho_u A_f S_l \text{ per } (u'/S_l) \leq 1 \text{ e } Re_f > Re_{f,c} \quad (4.6)$$

$$\text{flamelet: } \bar{\omega} = \rho_u I_0 S_l \Sigma \text{ per } (u'/S_l) > 1 \text{ e } Ka \leq 100 \quad (4.7)$$

Nelle (4.5)-(4.7)  $A_f$  è l'area di fiamma nella singola cella di calcolo.

Il passaggio da un'espressione all'altra avviene mediante la valutazione delle condizioni locali del flusso attraverso il calcolo del rapporto  $u'/S_l$  e del numero di  $Ka$ :

$$Ka = \left( \frac{l_F}{S_l} \right) \left( \frac{\varepsilon}{\nu} \right)^{0.5} \quad (4.8)$$

nella (4.8)  $l_F$  è lo spessore laminare di fiamma.

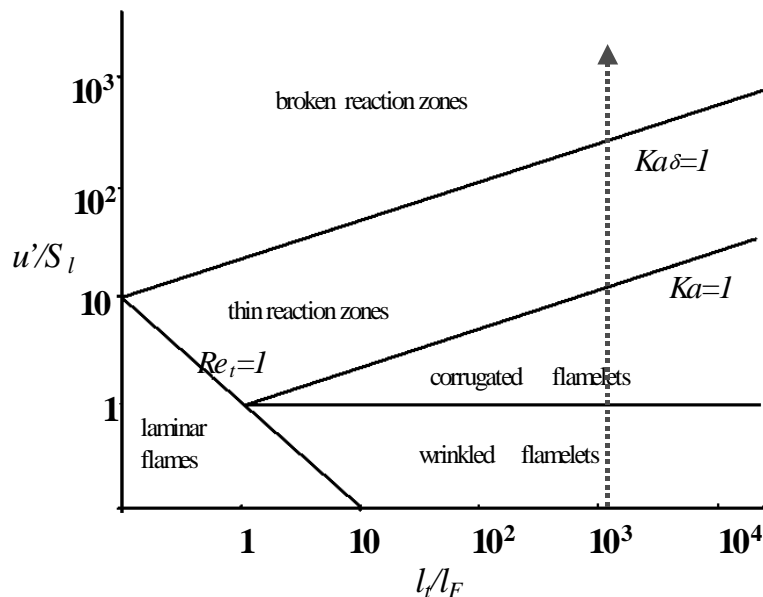


Figura 15 - Diagramma dei regimi della combustione turbolenta (Peters, 2000).

Nel seguito è riportata la descrizione dei singoli modelli adottati.

#### Propagazione laminare

La propagazione laminare è stata modellata utilizzando un modello algebrico basato sulla conoscenza della velocità laminare di fiamma ( $S_l$ ) (Saeter, 1998).

$$\bar{\omega} = \eta \rho_u A_f S_l \quad (4.9)$$

dove  $\eta$  rappresenta il fattore di *wrinkling* o cellularizzazione dovuto all'instabilità idrodinamica.

La superficie della fiamma nella singola cella di calcolo è stata stimata nel seguente modo:

$$A_f = \alpha_F V^{2/3} \quad (4.10)$$

La costante di proporzionalità  $\alpha_F$  è stata valutata da una procedura di *fitting* tra le curve di modello e quelle sperimentali relative alla piccola scala (Ponizy e Leyer, 1999a,b). Il *fitting* ha riguardato unicamente la porzione delle curve relative alla propagazione laminare (o quasi laminare). È importante notare che per il regime *flamelet*, non è stato impiegato alcun fattore aggiustabile in quanto, come si vedrà nella descrizione del modello di combustione, la superficie di fiamma in condizioni turbolente, viene valutata dal modello BML.

A tal proposito va ricordato che tutti i modelli CFD impiegati per la modellazione di esplosioni di gas adottano uno o più parametri di *fitting* (Popat et al., 1996). I codici di calcolo che adottano il modello *Eddy Break Up* (EXSIM, AUTOREGAS, GEISHA) fanno uso di due distinti parametri di *fitting* rispettivamente per la fase laminare e quella turbolenta; quelli che adottano modelli di propagazione di fiamma unitamente a correlazioni empiriche per la  $S_t$  (FLACS, COBRA), adottano funzioni correttive. Anche i codici di calcolo che adottano i più recenti modelli *flamelet* algebrici (NEWT) continuano a necessitare di un parametro di *fitting* (Naamansen et al., 2002) per l'area di fiamma e quelli che adottano i modelli *flamelet* risolvendo un'equazione di trasporto per la  $\Sigma$



(FIRE), introducono diverse costanti di *fitting* nella chiusura dei termini dell'equazione (Patel et al., 2003).

Il fattore di *wrinkling*  $\eta$  del regime *wrinkled flamelets* è stato stimato sulla base del lavoro di Chippett (1984):

$$\eta = \left[ \frac{\text{Pr Re}_f}{(\text{Pr Re}_f)_c} \right]^\theta \quad (4.11)$$

$\text{Pr}$  è il numero di Prandtl della miscela fuel-aria e  $\text{Re}_f$  è il numero di Reynolds di fiamma. Il numero di Reynolds di fiamma critico  $\text{Re}_{fc}$  è una funzione del rapporto di espansione della miscela (Chippett, 1984) :

$$\text{Re}_{fc} = aE - b \quad (4.12)$$

Dove  $a$  e  $b$  sono costanti che dipendono dal *fuel* e  $E$  è il rapporto d'espansione della miscela *fuel*-aria ( $E = \rho_b / \rho_u$ ).

La variazione della velocità laminare di fiamma  $S_l$  con le condizioni di pressione e temperatura è stata modellata impiegando una correlazione empirica (Naamansen et al., 2000):

$$S_l = S_{l0} \left( \frac{T}{T_0} \right)^\alpha \left( \frac{P}{P_0} \right)^\beta \quad (4.13)$$

dove  $\alpha$  e  $\beta$  sono delle costanti che variano con il combustibile e i valori utilizzati sono riportati nella Tabella 4.

*Tabella 4 - Valori dei parametri utilizzati nei modelli chimici.*

$\alpha$	$\beta$	$S_u^\circ (m s^{-1})$	$C_l$	$c_1$	$c_2$	$G$	$\sigma_y$
1.77	-0.25	0.42	0.5	2.6	4	1.5	0.5

### Propagazione turbolenta

La scelta del modello di combustione in condizioni turbolente è ricaduta sul modello flamelet BML (Bray e Libby, 1994) con la modifica recentemente apportata da Abu-Orf e Cant (2000).

Come visto, l'ipotesi alla base dei modelli *flamelet* è che lo spessore di fiamma sia sottile rispetto alla più piccola delle strutture turbolente (scala di Kolmogorov). In tali condizioni l'effetto della turbolenza sulla velocità di combustione si manifesta unicamente attraverso un incremento dell'area di fiamma:

$$\overline{\omega} = Y_u S_{l0} I_0 \Sigma \quad (4.14)$$

$I_0$  è un fattore correttivo della  $S_l$  che tiene conto degli effetti legati alla velocità di *strain* della fiamma;  $\Sigma$  è la superficie di fiamma per unità di volume.

Valutando la superficie specifica di fiamma  $\Sigma$  attraverso l'uso di considerazioni statistico-geometriche si ottiene:

$$\overline{\omega} = \rho_0 S_l^0 I_0 \left\langle \frac{l_y}{l_L} \right\rangle g \frac{\bar{c}(1-\bar{c})}{\hat{L}_y} \quad (4.15)$$

Nella (4.15)  $\hat{L}_y$  è una lunghezza caratteristica delle *flamelets* modellata secondo la:

$$\hat{L}_y = C_l l_t \left( \frac{S_l}{u'} \right)^n \quad (4.16)$$

Abu-Orf e Cant (2000) apportano delle importanti modifiche a tale modello. Il punto di partenza è quello di rilevare che i modelli *flamelet*-BML basati sulla (4.15) (così come i modelli EBU), non sono in grado di rappresentare correttamente la velocità media di reazione in corrispondenza di pareti. In particolare tali modelli prevedono una combustione eccessivamente rapida in vicinanza di pareti. Comportamento, quest'ultimo, che non ha basi fisiche perché nella realtà si osserva che la fiamma turbolenta tende piuttosto a rallentare nelle regioni vicine alle pareti.

In vicinanza delle pareti, la  $l_t$  (scala integrale della turbolenza), inizia a diminuire e con essa diminuisce anche la  $\hat{L}_y$  (secondo la (4.16)). Ciò porta a un aumento della velocità media di reazione come risulta dalla (4.15). Avvicinandosi ulteriormente alle pareti,  $l_t$  va a zero e la velocità di reazione diventa non limitata. Un effetto analogo viene osservato nei modelli EBU dove la velocità di reazione è proporzionale all'inverso del tempo caratteristico di turbolenza:

$$\bar{\omega}_f = \bar{\rho} C_{EBU} \frac{\varepsilon}{k} \bar{Y} \quad (4.17)$$

Risultando  $\tau_t = k/\varepsilon = l_t/u'$ , è evidente che per  $l_t \rightarrow 0$ ,  $\bar{\omega} \rightarrow \infty$ .

In realtà si può constatare che i risultati non fisici della (4.15) sono dovuti al modo in cui viene modellata la  $\hat{L}_y$  (4.16). Dal momento che le costanti  $C_l$  e  $n$  sono dell'ordine dell'unità, la (4.16) si traduce in una sostanziale uguaglianza tra il tempo che caratterizza la chimica del processo e quello che ne caratterizza la turbolenza:

$$\frac{\hat{L}_y}{S_l} \approx \frac{l_t}{u'} \quad (4.18)$$

Abu-Orf e Cant propongono dunque di sostituire la  $l_t$  con la lunghezza dello spessore caratteristico di una fiamma laminare  $l_F$  (è la lunghezza che, come detto, caratterizza i fenomeni reattivo-diffusivi in seno alla fiamma e che dunque risulta legata agli aspetti della chimica del problema piuttosto che alle caratteristiche della turbolenza).

Una seconda modifica proposta dagli autori, è quella di rappresentare la dipendenza di  $\hat{L}_y$  da  $S_l/u'$  secondo una funzione empirica che descriva il comportamento di una *burning velocity* turbolenta come funzione di  $u'/S_l$ . La funzione empirica  $f$  viene ricavata a partire dalle osservazioni sperimentali di Abdel-Gayed et al. (1984). Questi ultimi rilevano che inizialmente la *turbulent burning velocity*  $S_t$  aumenta all'aumentare di  $u'/S_l$  ma, continuando ad aumentare tale rapporto, la velocità di crescita di  $S_t$  dapprima diminuisce e poi diventa negativa ad opera degli effetti di *strain* che causano uno spegnimento locale della fiamma.

Il modello proposto è in definitiva:

$$\hat{L}_y = C_l l_F f\left(\frac{u'}{S_l}\right) \quad (4.19)$$

con

$$f(u'/S_l) = \left[ \frac{1}{1 + \frac{C_{w1}}{u'/S_l}} \left( 1 - \exp \left( - \frac{1}{1 + C_{w2}(u'/S_l)} \right) \right) \right]^{-1} \quad (4.20)$$

dove  $C_{w1}$  e  $C_{w2}$  sono costanti di modello che valgono rispettivamente 1.5 e 4.0. Il valore di tali costanti viene determinato dagli autori attraverso un *tuning* delle predizioni del modello contro i dati sperimentali ottenuti da un motore a combustione interna. In definitiva la nuova espressione per la velocità media di reazione è:

$$\bar{\omega} = \left( \frac{gI_0 \rho_u \bar{c}(1 - \bar{c})}{C_l |\bar{\sigma}_y|} \right) \left( \frac{S_l^2}{\nu} \right) \left( \frac{1}{1 + \frac{C_{w1}}{u'/S_l}} \left( 1 - \exp \left[ - \frac{1}{1 + C_{w2}(u'/S_l)} \right] \right) \right) \quad (4.21)$$

La (4.21) fornisce un'espressione algebrica per la velocità media di reazione e quindi conserva la maneggevolezza di partenza del modello BML. Essa inoltre ha il pregio di non presentare nessuna alcuna dipendenza dalle scale spaziali e temporali della turbolenza e quindi di prevedere un comportamento realistico della propagazione di fiamma non solo nel *bulk* del flusso ma anche in vicinanza delle pareti. Gli effetti della turbolenza continuano ad essere presenti nella (4.21) attraverso l'intensità di turbolenza  $u'$ .

A conclusione di tale paragrafo, è opportuno sottolineare che l'accoppiamento di sottomodelli *flamelet* -  $k-\varepsilon$  ha recentemente incontrato ampio consenso nella modellazione dettagliata di fenomeni esplosivi (Birkby et al., 1999; Naamansen et al., 2000; Patel et al., 2003 ). Il successo di tale combinazione risiede nella possibilità di conseguire allo stesso tempo buoni livelli di accuratezza e robustezza (in termini di risorse di calcolo) del modello risultante.

### *Soluzione numerica del modello*

Il codice di calcolo CFD impiegato (CFD-ACE+) adotta l'approccio dei volumi finiti. Il dominio di calcolo viene suddiviso in un numero finito di volumi di controllo contigui e le equazioni di conservazione (4.1)-(4.4) vengono applicate a ciascuno di questi volumi.

La risoluzione del set di equazioni discretizzato è stata condotta mediante l'algoritmo SIMPLEC esteso ai flussi comprimibili (Van Doormal et al., 1987). I metodi *pressure-correction*, estesi al trattamento di flussi con arbitrario numero di Mach, risultano efficaci nel trattare le equazioni per flussi viscosi e comprimibili in entrambi i limiti di bassi ed elevati numeri di Mach. Questa circostanza risulta importante quando si modelli un'esplosione ventata che, come detto, attraversa regimi caratterizzati da velocità di flusso profondamente diverse.

Per la discretizzazione spaziale delle equazioni di conservazione, la scelta adottata è stata quella di un metodo *upwind* del primo ordine. E' ben nota la tendenza di questo metodo a dare luogo ad errori numerici legati alla diffusione numerica (Hirsch, 1988).

D'altra parte tale metodo fornisce l'unica approssimazione che soddisfi incondizionatamente il criterio di *limitatezza* della soluzione numerica e di convergenza.

L'esplosione è un fenomeno fortemente transitorio e che pertanto il codice di calcolo deve basarsi su robusti algoritmi di integrazione nel tempo per modellare efficacemente la non stazionarietà del fenomeno. L'integrazione temporale è stata condotta mediante l'algoritmo di Crank-Nicolson con *blending factor* ( $\beta$ ) pari a zero. In tal modo ( $\beta = 0$ ) l'algoritmo si riduce in realtà a uno schema completamente implicito. Gli algoritmi impliciti sono più onerosi in termini di memoria usata per ogni iterazione rispetto agli algoritmi espliciti ma generalmente sono anche più stabili.

#### Scelta del passo d'integrazione temporale

La scelta del passo di integrazione temporale è stata fatta valutando preventivamente le scale temporali dei fenomeni che si intende descrivere.

Per descrivere una propagazione di fiamma il passo temporale deve essere non più ampio del tempo di propagazione della fiamma lungo una distanza caratteristica del sistema:

$$\Delta t < t_F \text{ dove } t_F = \frac{L}{u_f} \quad (4.22)$$

Come detto nella sezione della fenomenologia, la propagazione delle onde di pressione riveste un ruolo importante e pertanto, se si vuole descriverne l'effetto, il  $\Delta t$  sarà in realtà vincolato dal tempo caratteristico di propagazione delle onde sonore (in una deflagrazione  $t_S < t_F$ ):

$$\Delta t < t_S \text{ dove } t_S = \frac{L}{c_b} \quad (4.23)$$

dove  $c_b$  è la velocità di propagazione di un'onda acustica nei gas bruciati ( $c_b \sim 1000$  m/s).

In base a tali criteri un  $\Delta t$  pari a  $10^{-4}$ s potrebbe risultare sufficientemente adeguato.

In realtà la scelta del  $\Delta t$  deve rispettare criteri di stabilità della soluzione che rendono la scelta del  $\Delta t$  dipendente dalla dimensione della cella di calcolo  $\Delta x$  piuttosto che dalle dimensioni dell'apparecchiatura  $L$ . E' stato dunque necessario adottare un  $\Delta t$  nell'intervallo  $[10^{-5}, 10^{-4}$ s].

Nei calcoli di fluidodinamica numerica generalmente si utilizza la condizione di stabilità di Courant. In accordo con tale criterio il passo d'integrazione temporale impiegato nelle iterazioni viene scelto secondo un criterio locale:

$$\Delta t_{effective} = CFL \cdot [\min(\Delta t_{conv}, \Delta t_{diff}, \Delta t_{chem})] \quad (4.24)$$

dove i vari  $\Delta t$  sono quelli relativi ai diversi fenomeni chimico- fisici del sistema nella singola cella ( $\Delta t$  rispettivamente di convezione, diffusione e combustione); il parametro CFL è invece:

$$CFL \approx \frac{1}{\alpha_I} \quad (4.25)$$

dove  $\alpha_I$  e' il parametro di *inertial relaxation*.

È importante notare che CFD-ACE+ adotta il criterio (4.24) localmente in funzione delle condizioni locali fluidodinamiche e della dimensione delle celle della griglia. In tal modo si preserva la condizione che la soluzione sia stabile e che converga rapidamente impiegando  $\Delta t$  piccoli solo nelle zone del dominio computazionale dove realmente necessario.

### Accuratezza della soluzione

Le soluzioni numeriche di problemi di fluidodinamica e di trasporto di calore sono solo soluzioni approssimate in quanto contengono sempre tre tipi di errori sistematici:

- 1) errori di modello, definiti come la differenza tra il valore reale delle variabili del sistema e la soluzione esatta del modello matematico che si propone di descriverlo.
- 2) errori di discretizzazione, definiti come la differenza tra la soluzione esatta delle equazioni di conservazione e la soluzione esatta del sistema di equazioni algebrico ottenuto dalla discretizzazione di queste ultime.
- 3) errori di iterazione, definiti come la differenza tra la soluzione iterativa e quella esatta del sistema di equazioni algebrico.

Gli errori di modello nel nostro caso sono introdotti dai sottomodelli di turbolenza e della combustione. L'adeguatezza della scelta di tali sotto-modelli può essere controllata mediante il confronto con i risultati sperimentali.

La scelta del numero di iterazioni per ogni *step* temporale è stata condotta in modo da consentire una diminuzione di 3-4 ordini di grandezza della norma dei residui (Ferziger e Peric, 2002).

L'errore di discretizzazione è legato al troncamento della serie di Taylor nell'approssimazione delle equazioni differenziali con equazioni algebriche. Generalmente tale errore è una funzione crescente della differenza tra le soluzioni relative a diversi gradi di risoluzione delle griglie.

### Griglia numerica

La qualità di una soluzione numerica dipende considerevolmente dalla *maniera* in cui viene discretizzato il dominio di calcolo.

La griglia è stata sviluppata mediante il modulo CFD-GEOM del codice di calcolo CFD-ACE+.

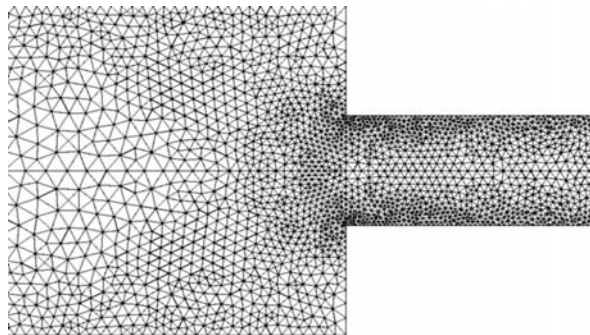
La simmetria cilindrica del sistema ha consentito l'impiego di una griglia 2D piuttosto che 3D, con la conseguenza di contenere notevolmente il numero di celle di calcolo.

La necessità di contenere gli errori di discretizzazione al minimo, impone l'utilizzo di una griglia non uniforme che risulti cioè fitta laddove i gradienti delle variabili sono più alti ( $\Delta x$  piccoli) rilassando la dimensione delle celle dove le derivate sono più *smooth* ( $\Delta x$  elevati).

Data la presenza nel nostro sistema di elevati gradienti della velocità del flusso sia in direzione tangenziale (*shear layers*) che normale (accelerazioni e decelerazioni della fiamma), l'adozione di una griglia strutturata non uniforme sarebbe stata di difficile realizzazione.

In particolare si è verificato che la realizzazione di tale griglia avrebbe comportato rapporti dei volumi di celle adiacenti ben superiore al valore di 2 generalmente consigliato (Morton e Myers, 1994). Di conseguenza, si è scelto di procedere allo sviluppo di una griglia non strutturata.

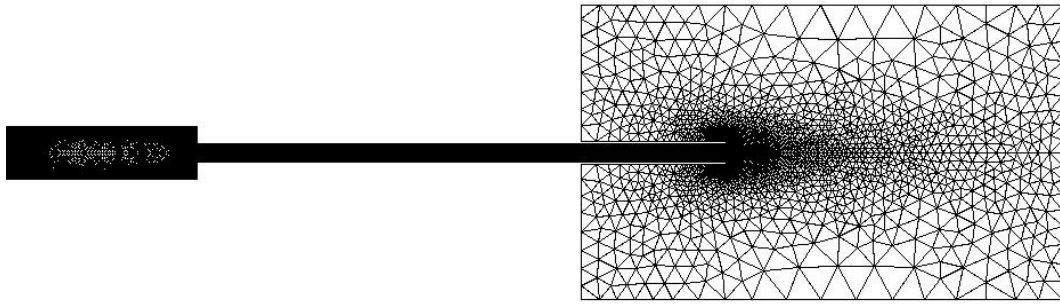
La flessibilità delle griglie non strutturate ha consentito di impiegare celle di dimensione molto contenute solo dove realmente necessario (elevati gradienti) e, allo stesso tempo, di preservare la condizione sul rapporto di volumi contigui (*Figura 16*).



*Figura 16 - Griglia non strutturata numerica impiegata*

Per assegnare con sufficiente accuratezza le condizioni al contorno all'esterno dell'apparecchiatura, è stato necessario aggiungere alla griglia di calcolo un ulteriore volume (di calcolo) che contenesse quello fisico dell'apparecchiatura e sui bordi del quale imporre le condizioni di temperatura e pressione ambiente (*Figura 17*).



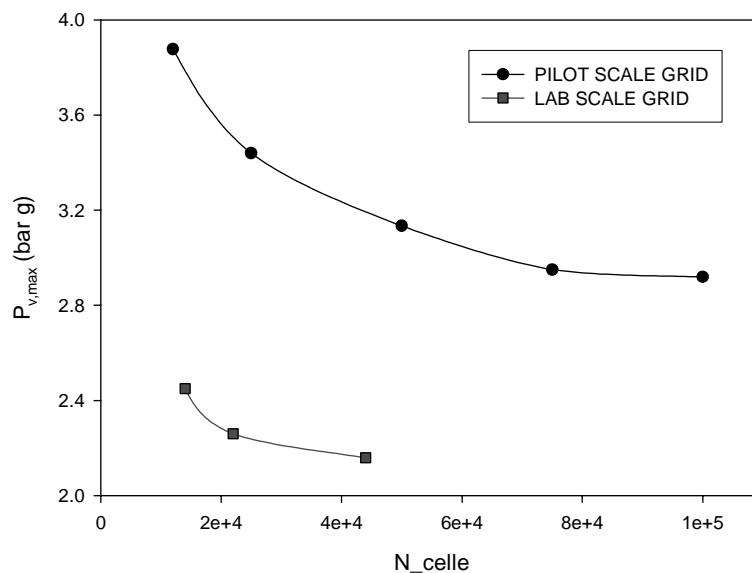


*Figura 17- Dominio di calcolo complessivo.*

La sensitività del modello alla dimensione delle celle di calcolo è stata valutata attraverso il confronto della soluzione ottenuta con diverse griglie numeriche.

Per entrambe le geometria (scala di laboratorio e pilota) sono state condotte simulazioni al variare delle dimensioni delle celle partendo da una griglia più *coarse* e infittendola sistematicamente. In *Figura 18* sono riportate le pressioni massime nel *vessel* ottenute per una condizione base in funzione del numero di celle di discretizzazione sia per il caso pilota che per il caso di laboratorio.

Si nota che in entrambi i casi la soluzione si è stabilizzata e non varia di molto passando da un numero di celle ad un altro.



*Figura 18 – Pressione massima nel vessel in funzione del numero di celle per la geometria di laboratorio e per quella pilot.*

## CAPITOLO 5: RISULTATI SU SCALA DA LABORATORIO

Come discusso nei capitoli precedenti, in letteratura sono disponibili risultati sperimentali ottenuti da Ponizy e Leyer (1999a,b) per miscele stechiometriche propano/aria.

Tali risultati sono egregiamente descritti nei lavori di Ponizy e Leyer (1999a,b) ma per chiarezza in questa tesi si riportano le principali conclusioni.

Ulteriori dettagli e passi in avanti sulla comprensione dei fenomeni vengono dati nella parte di discussione dei risultati numerici.

### 5.1 Descrizione dei risultati sperimentali di letteratura

Le prove sperimentali sono state condotte a partire da miscele stechiometriche propano/aria a temperatura e pressione ambiente.

In Tabella 5 sono riportati i *range* delle variabili geometriche investigate:

*Tabella 5 – Prove sperimentali di Ponizy e Leyer (1999a,b)*

$V[m^3]$	$L[m]$	$D[m]$	$L_t[m]$	$D_t[m]$	Posizione agnizione
0.0036	0.4	0.108	0.6÷2.6	0.16÷0.53	<i>rear; central;</i>

In Figura 19 è riportato un tipico andamento temporale della pressione nelle sezioni iniziali *duct* e nel *vessel* così come rilevati dagli autori.

Si nota una rapida salita della pressione nelle sezioni iniziali del condotto pochi istanti dopo l'ingresso della fiamma ( $t = t_0$ ) e dopo un breve intervallo di tempo, indicato in figura con  $\Delta t$ , si osserva un analogo aumento anche nel *vessel*.

La consequenzialità di tali eventi permette agli autori di attribuire alla violenza della combustione nelle sezioni iniziali del condotto (*burn-up*) il brusco incremento di pressione nel *vessel*.

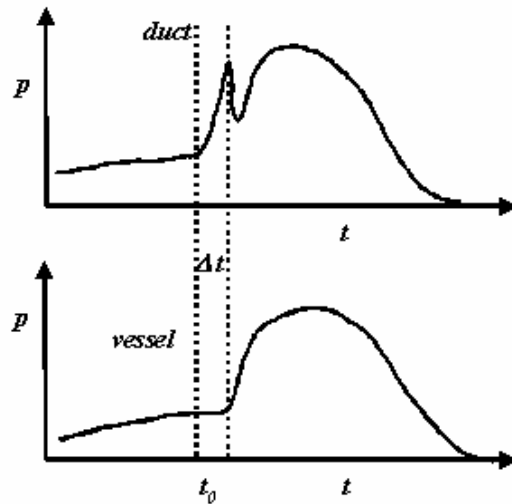


Figura 19 - Andamenti della pressione nel tempo nel vessel ( $x = 0.35$ ) e nel duct ( $x = 0.48$ )

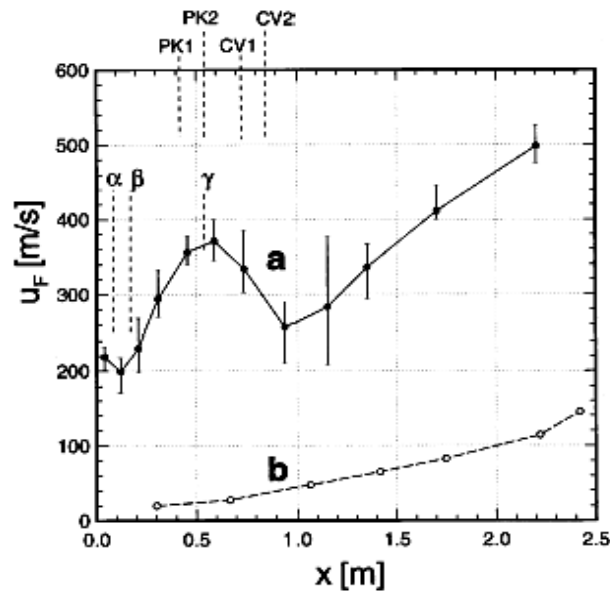


Figura 20 - Andamento della velocità di fiamma nel duct in funzione della posizione (a); velocità di fiamma nel condotto in assenza del vessel (b).

L'andamento della velocità di fiamma nel duct (Figura 20, curva a) mostra che nelle sezioni iniziali avviene un rallentamento della fiamma seguito da una violenta accelerazione.

Gli autori spiegano questo comportamento riferendosi ai risultati di Iida et al. (1985) relativi al *quenching* di una fiamma che attraversa un condotto.

Iida et al. (1985) dimostrano che la elevata turbolenza nelle sezioni iniziali del condotto rallenta la fiamma per le elevate velocità di *strain* e per il raffreddamento. Contemporaneamente il *mixing* e l'accumulo di reagenti genera una successiva violenta combustione.

Ponizy & Leyer (1999a) hanno effettuato lo studio parametrico dell'effetto della geometria del condotto ( $D_t$ ,  $L_t$ ) e della posizione del punto di ignizione.

Il caso peggiore è quello di ignizione localizzata lontano dalla sezione di *vent* (ignizione *rear*).

La loro conclusione principale è che ciò che causa l'incremento di pressione nel *vessel* è legata alla violenta esplosione che avviene nelle sezioni iniziali del condotto e il suo effetto su intensificazione della turbolenza e riduzione della portata di efflusso.

Nel seguito le ipotesi e i meccanismi ipotizzati da Ponizy e Leyer vengono approfondite e validate mediante l'ausilio dello strumento di calcolo sviluppato in questa tesi.

Mediante simulazioni numeriche infatti è possibile visualizzare e quantificare il campo di moto e le *burning rate* verificando l'intensificazione della turbolenza e il suo effetto sulla velocità di propagazione della fiamma.

## 5.2 Simulazioni numeriche

### *Validazione del modello sui risultati di scala di laboratorio*

I modelli CFD devono essere necessariamente validati per essere considerati affidabili. In questa sezione vengono mostrati i risultati del confronto delle simulazioni con i dati sperimentali di Ponizy e Leyer (1999a, b).

In Tabella 6 sono riportate le condizioni delle prove sperimentali di Ponizy & Leyer e, quindi, delle simulazioni numeriche condotte per validare il modello.

*Tabella 6 – Condizioni prove sperimentali e simulazioni  $V = 3.6\text{ l}$*

<b>RUN</b>	<b><math>L_t</math> (m)</b>	<b><math>D_t</math> (m)</b>	<b>Posizione di ignizione</b>
A	2.6	0.016	rear
B	2.6	0.021	rear
C	2.6	0.036	rear
D	2.6	0.053	rear
E	1.7	0.036	rear
F	1.7	0.036	central
G	1.1	0.016	rear
H	1.1	0.021	rear
I	1.1	0.036	rear
L	0.6	0.036	rear

In Figura 21 sono riportate la pressione nel *vessel* ottenuta dalle simulazioni e dalle prove sperimentali in funzione del tempo per la simulazione A.

Il modello è risultato in grado di riprodurre il tracciato sperimentale che mostra una velocità di aumento della pressione relativamente contenuta prima dell'ingresso della fiamma nel *duct* ( $t < t_0$ ) suggerendo una propagazione di tipo laminare o, al più, *laminar wrinkled* (Ponizy e Leyer, 1999a). Inoltre, in entrambi i casi si nota una risalita della pressione a seguito all'ingresso della fiamma nel *duct*.

In entrambi i casi, poco dopo l'ingresso della fiamma nel *duct* e il rapido aumento di pressione, la pressione nel *vessel* mostra un comportamento oscillatorio.

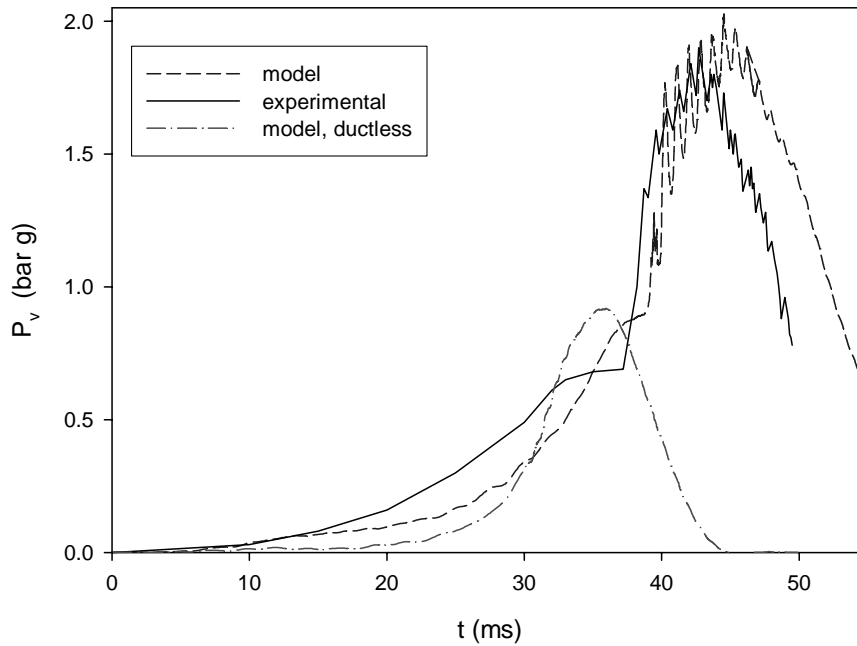


Figura 21 – Pressione nel vessel in funzione del tempo. RUN A.

L'ampiezza ( $\approx 30$  KPa) e la frequenza ( $\approx 1500$  Hz) delle oscillazioni della curva numerica sono vicini ai valori sperimentali. Va notato che, quando lo si consideri occupato totalmente da gas caldi, la frequenza fondamentale del vessel cilindrico è di circa 1300 Hz (Poinsot & Veynante, 2001). Le oscillazioni di pressione osservate potrebbero dunque essere legate a oscillazioni acustiche eccitate nel vessel dall'ingresso della fiamma nel *duct*.

In Tabella 7 sono riportati i valori della pressione massima nel vessel  $P_{v,max}$ , dell'istante in corrispondenza del quale la fiamma entra nel *duct*  $t_0$ , e della corrispondente pressione nel vessel  $P_{v,0}$ .

Tabella 7 – Confronto tra i valori sperimentali e di modello di pressione nel vessel. Ignizione rear,  $L_t = 2.6$  m;  $D_t = 0.036$  m (RUN A)

	$P_{v,max}$ (bar g)	$P_{v,0}$ (bar g)	$t_0$ (ms)	$P_{v,max}-P_{v,0}$ (bar)
Sperimentale	1.90	0.69	37	1.21
Modello	2.02	0.9	39	1.12

Una corretta validazione di un modello CFD per un fenomeno esplosivo non si deve basare solo sul

confronto dei picchi di pressione ma dovrebbe confrontare anche la dinamica.

Di conseguenza, in Figura 22 viene riportato il confronto tra le velocità di fiamma ( $u_F$ ) sperimentale e di modello nel *duct* in funzione della coordinata assiale e si può verificare il buon accordo.

Va qui ribadito che il *quenching* della fiamma nelle sezioni iniziali del *duct* è un fenomeno cruciale nel successivo sviluppo della combustione nel *duct* e cruciale risulta anche una sua corretta modellazione. Il restringimento della sezione all'ingresso del *duct* induce infatti un efficace *mixing* turbolento tra gas caldi e freschi in corrispondenza della zona del riattacco dello strato limite dopo la sezione di *vena contracta* (Iida et al., 1985). Il *mixing* turbolento sottrae calore alla fiamma inducendo un *quenching* temporaneo ma allo stesso tempo pone le basi per la successiva violenta combustione (*burn-up*). Va altresì notato che la curva di modello presenta una ri-accensione della fiamma a seguito del *quenching* più veloce rispetto all'andamento sperimentale. Ciò potrebbe essere imputato al fatto che nel modello il condotto è assunto adiabatico e quindi non si tiene conto di eventuali perdite di calore verso l'estero.

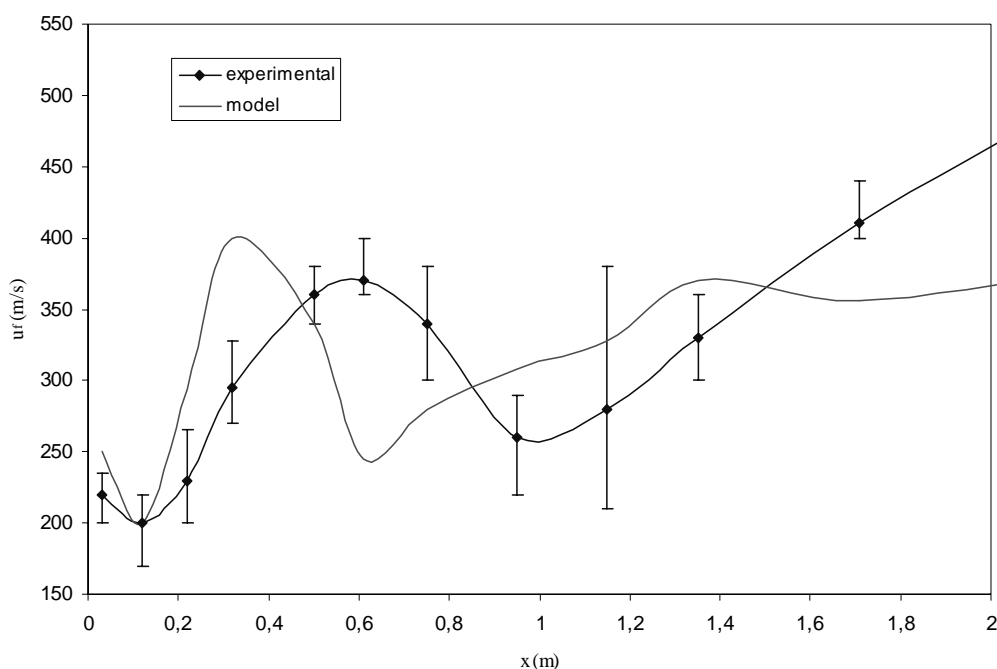


Figura 22 – Velocità della fiamma lungo il condotto come ottenuto dai risultati di modello e da Ponizy & Leyer (1999).

Allo scopo di valutare l'aspetto quantitativo delle previsioni fornite dal modello, si è fatto riferimento alla metodologia proposta nel Protocollo MEGGE (1997) della Comunità Europea.

In base a tale test, le prestazioni dei modelli possono essere efficacemente valutate attraverso la valutazione di due parametri statistici che esprimano la bontà delle previsioni paragonate ai risultati sperimentali. A tal fine i valori della pressione massima ottenuti sperimentalmente e dal modello sono stati rappresentati sul piano *media - varianza*.

La media geometrica e la varianza sono valutate tramite le seguenti formule:

$$GM = \exp \left( \left\langle \ln \left( \frac{P_{\text{model}}}{P_{\text{exp}}} \right) \right\rangle \right) \quad (5.1)$$

$$\sigma = \exp \left( \left\langle \ln \left( \frac{P_{\text{model}}}{P_{\text{exp}}} \right)^2 \right\rangle \right) \quad (5.2)$$

In *Figura 23* viene mostrato il punto risultante che caratterizza le prestazioni del modello (●) nel piano varianza e media. Tale punto non presenta sovra o sottostime sistematiche della pressione massima ( $GM = 1$ ) e il livello di confidenza è accettabile. Inoltre, la quasi totalità delle previsioni del modello appartiene a una banda d'errore del 50% con un fattore di regressione pari a  $R^2 = 0.56$ .

In definitiva il modello matematico sviluppato, può essere considerato affidabile al fine di ottenere indicazioni sui diversi fenomeni che caratterizzano l'esplosione ventata.



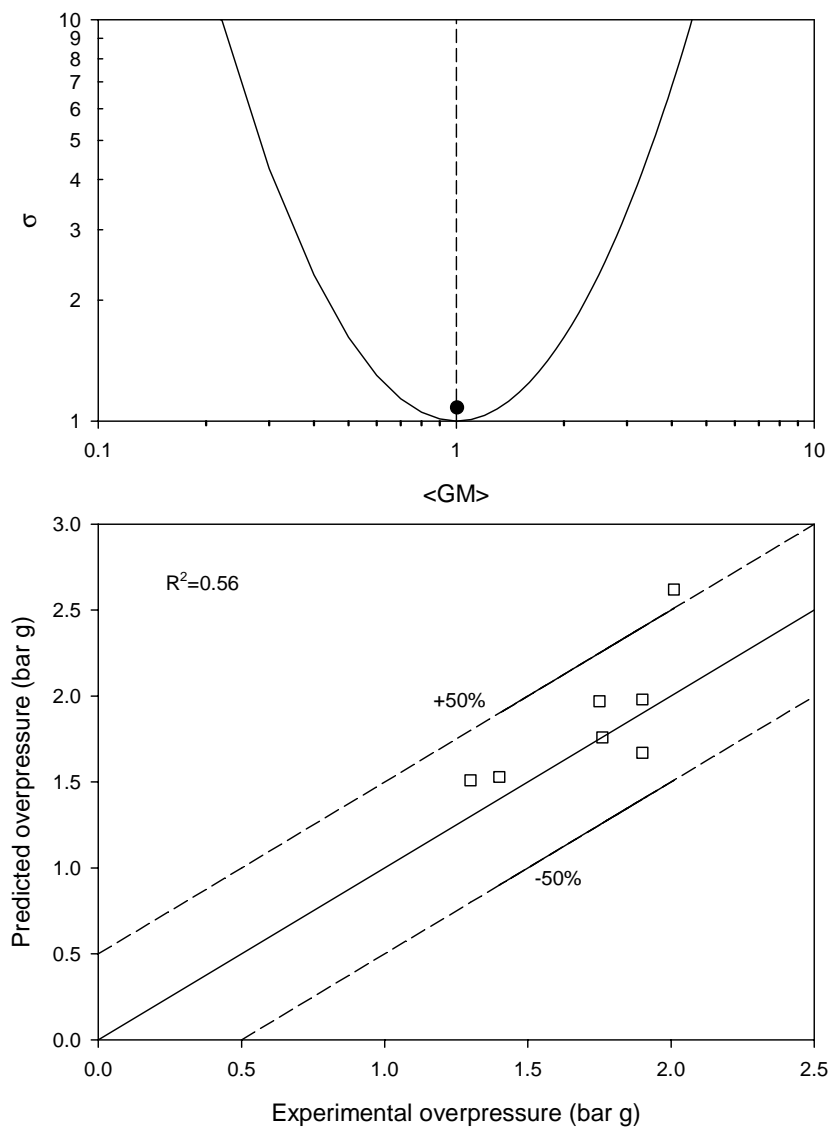


Figura 23 – Confronto tra i risultati sperimentali e quelli di modello (scala di laboratorio)

### *Valutazione dei meccanismi coinvolti*

In base a quanto riportato in letteratura (Lee e Guirao,1982), in configurazioni di scala di laboratorio è possibile ritenere trascurabili fenomeni di *enhancement* acustico.

Come evidenziato da Ponizy & Leyer (1999a, b) possono essere invece significativi il ruolo del *burn-up* e delle perdite di carico.

Nel seguito si utilizzerà il modello al fine di isolare e quindi pesare il ruolo dei singoli fenomeni considerati principali nell'influenzare il picco di pressione nel *vessel* e, cioè, il *burn-up* ovvero l'esplosione secondaria nel *duct* (Molkov,1994; Ponizy e Leyer,1999a) e l'attrito e l'inerzia dei gas nel *duct* (Lunn,1988; Ural,1992).

### *Ruolo del Burn-up, delle perdite di carico e dell'inerzia dei gas*

In Figura 24 sono riportati gli andamenti della pressione nel tempo ricavati dal modello per due diverse posizioni: nel *vessel* ( $P_v$ ) e nelle sezioni iniziali del *duct* ( $P_d$ ). Nella stessa figura è rappresentata anche la loro differenza ( $\Delta P = P_v - P_d$ ).

I risultati del modello confermano il verificarsi di una violenta esplosione secondaria nel *duct* (*burn-up*) a seguito dell'ingresso della fiamma per  $t > t_0$  come si vede dallo *spike* nel tracciato della  $P_d$ . Risulta anche chiaro il nesso causa-effetto tra l'esplosione secondaria nel *duct* e la rapida salita della pressione nel *vessel*. In particolare il *burn-up* nel *duct* precede il rapido aumento di pressione nel *vessel* e la pressione nel *duct* risulta, seppur per brevi istanti, superiore a quella nel *vessel*. L'andamento di  $\Delta P$  riflette questa circostanza attraverso l'improvvisa inversione di segno in corrispondenza dell'esplosione secondaria.

L'esame del campo di velocità e dell'andamento nel tempo della portata d'efflusso dei gas attraverso la sezione di *vent* (Figura 25), indicano che l'inversione di segno del  $\Delta P$  a cavallo della sezione di *vent*, è accompagnata da una temporanea inversione del flusso che, in corrispondenza del *burn-up* viene violentemente proiettato dal *duct* verso il *vessel* (*back-flow*).

La pressione massima di un'esplosione ventata è il risultato di una competizione tra la combustione (che tende a farla aumentare) e il processo di *venting* (che tende a farla diminuire), come formalizzato nel seguito:

$$P_{\max} = \text{funzione} \left( \frac{\text{Combustion rate}}{\text{Venting rate}} \right) \quad (5.3)$$

Su questa base, nel seguito si intende chiarire la modalità secondo la quale il *burn-up* influenza la salita della pressione nel *vessel* attraverso la variazione di combustione e portata di efflusso. Più specificamente, si valuteranno gli effetti puramente meccanici - legati a un possibile regime di scarsa efficienza del *venting* - e gli effetti legati al solo incremento della velocità di combustione - legati al possibile instaurarsi di un regime di combustione turbolenta nel *vessel*.

#### Effetto meccanico: portata di efflusso

Abbiamo visto come l'esplosione secondaria nel *duct* induca un'inversione del flusso principale nel sistema che risulta temporaneamente diretto dal *duct* verso il *vessel* rendendo inefficace il *venting*. Più in generale, la portata di *venting* può risultare ridotta durante l'intero processo in ragione della propagazione di fiamma nel *duct* (che come detto produce un treno di onde di compressione) e dei contributi di inerzia e attrito. La portata di massa in corrispondenza della sezione d'ingresso nel *duct* è la grandezza che tiene conto di tutti questi fenomeni e ha un peso decisivo sul valore della pressione finale raggiunta nel *vessel*.

La portata di efflusso è stata valutata secondo la:

$$\dot{m}_v = \int_{A_v} \rho u dA_v \quad (5.4)$$

dove  $A_v$  è la sezione di *vent* (ovvero la sezione del *duct*) e  $u$  è la velocità dei gas.

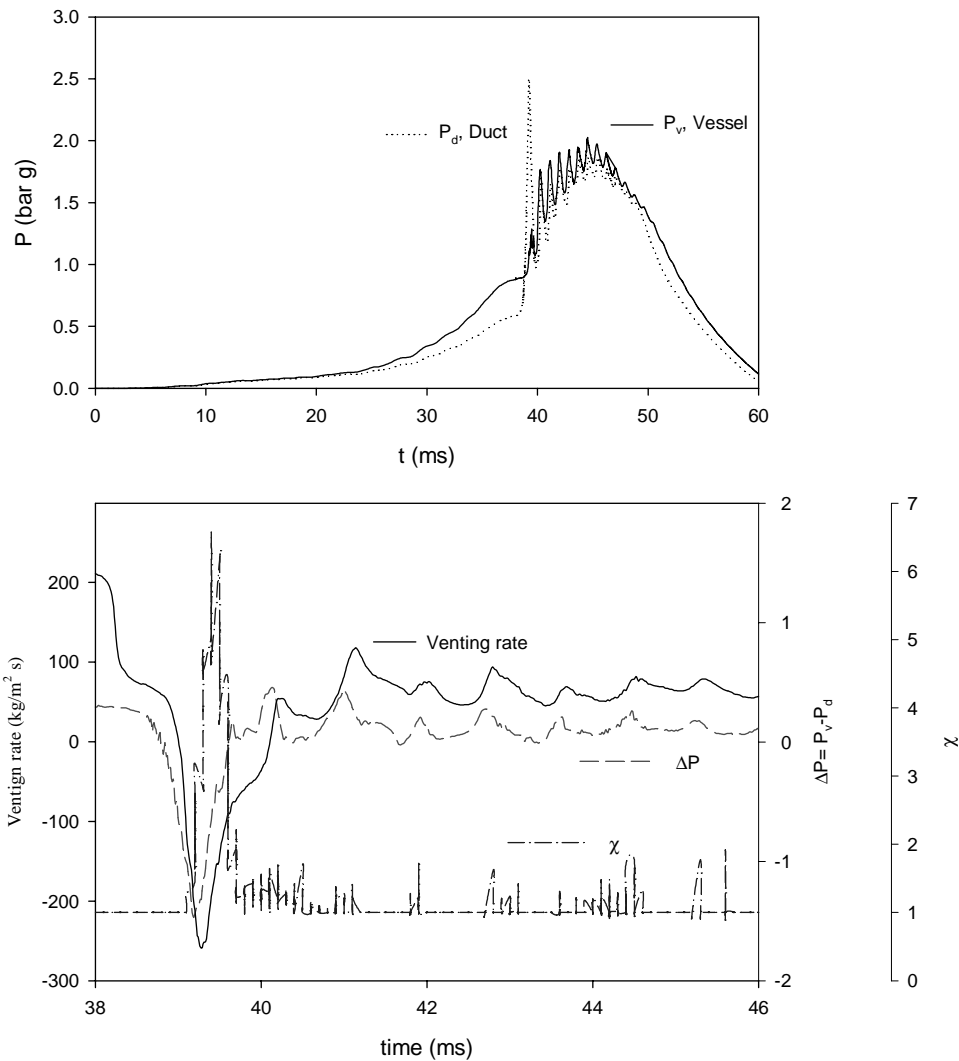


Figura 24 – Pressione in funzione del tempo nel vessel e nel duct (top); portata di venting e  $\Delta P$  in funzione del tempo (down). (RUN A)

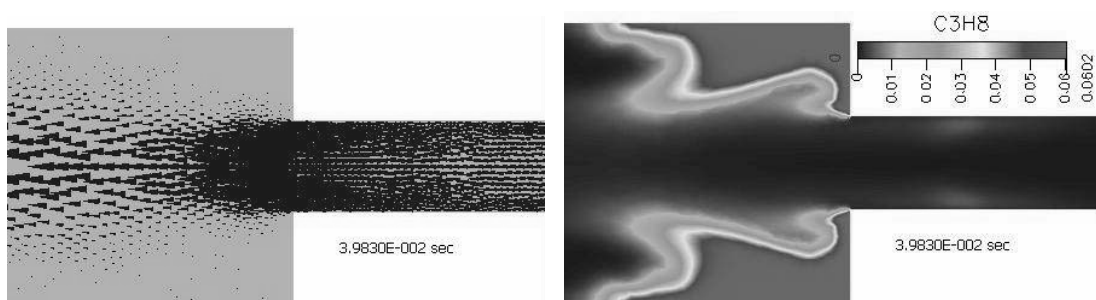


Figura 25 – Vettori velocità (left) e frazione massica di propano (right) valutati dal modello in corrispondenza dell'inversione del flusso(back-flow). RUN A.

In Figura 24 è riportato l'andamento della portata di venting in funzione del tempo. Si nota che per meno di circa 1 ms, in corrispondenza del *burn-up*, la portata diventa negativa: i gas fluiscono dal

condotto verso il *vessel*. Successivamente si attesta ad un valore che è circa pari alla metà di quello precedente al passaggio della fiamma nel condotto. La causa diretta di questo fenomeno è che la combustione procede in condizioni di *vessel* chiuso per circa 1 ms.

#### Effetto chimico: turbulization

In Figura 26 sono riportati i contorni della *progress variable* nel sistema *vessel-duct* in diversi istanti dell'esplosione.

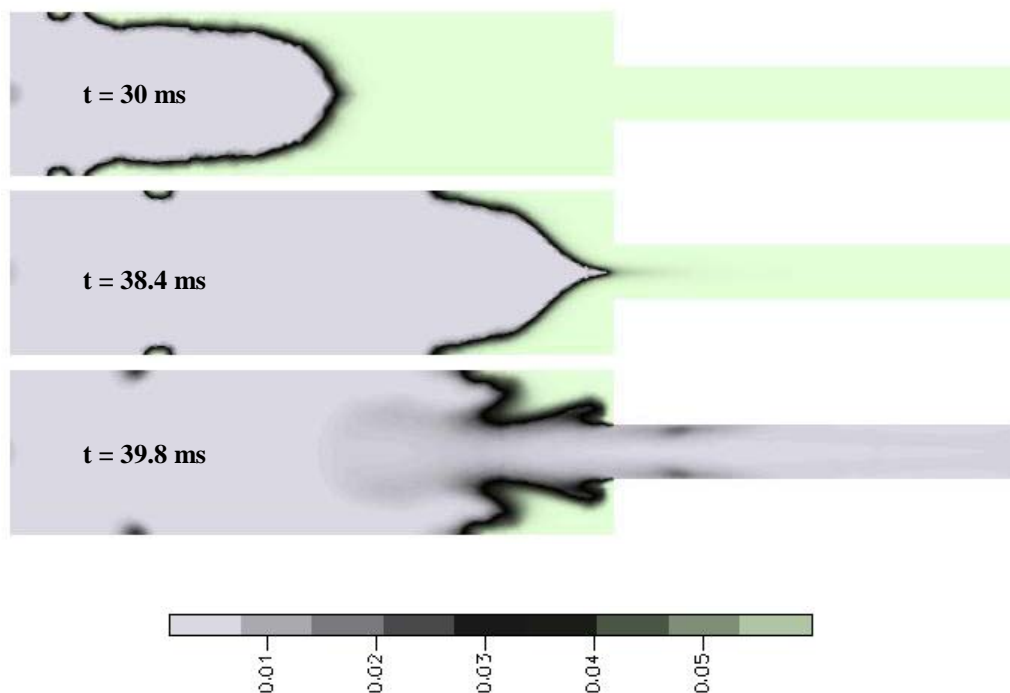


Figura 26 – Campo della *progress variable* (RUN A)

A  $t = 30 \text{ ms}$  il fronte di fiamma si trova nel *vessel* e il regime di combustione è di tipo laminare ( $u'/S_l < 1$ ); a  $t = 38.4 \text{ ms}$  si nota che la fiamma inizia ad allungarsi in corrispondenza del suo ingresso nel *duct*. Il *backflow* che segue il *burnup* ( $t = 39.8 \text{ ms}$ ) interagisce con la fiamma causandone sia la deformazione (risolta dalla griglia di calcolo) che il *wrinkling* indotto dalla turbolenza (non risolto dalla griglia). Da questo istante in poi il regime di combustione nel *vessel* è

sostanzialmente *flamelet* ( $u'/S_l > 1$ ) e la velocità di combustione risulta incrementata ad opera di entrambi i contributi (deformazione e *wrinkling* della fiamma).

Allo scopo di valutare selettivamente l'aumento di velocità di reazione dovuto al cambiamento di regime (*laminar-flamelet*), si è valutato un *turbulization factor*  $\chi$  in analogia a quello introdotto per i modelli a parametri concentrati (Molkov, 1995):

$$\chi = \frac{\text{turbulence - wrinkled flame surface}}{\text{smooth flame surface}} \quad (5.5)$$

Va ribadito che il fattore  $\chi$  quantifica una grandezza che non è risolta dalla griglia di calcolo (il *wrinkling* della superficie di fiamma dovuto ai vortici turbolenti) ma che viene valutata tramite il modello di combustione.

In Figura 24 è riportato il valore di  $\chi$  in funzione del tempo e si può osservare che il *turbulization factor* aumenta quasi impulsivamente da 1 (propagazione laminare) a un valore di circa 7 (regime *flamelet*) a seguito del *backflow*. Questo incremento ha una durata di circa 1 ms e, pertanto, se da un lato ciò conferma l'efficacia del *backflow* nell'indurre un cambiamento del regime di combustione (come proposto nei lavori di Molkov, 1994 e Ponizy e Leyer, 1999a), dall'altro bisogna considerare la brevità dell'effetto di *enhancement* e chiedersi quale sia l'effettivo aumento di pressione legato alla *turbulization*.

In definitiva oltre alle perdite di carico aggiuntive generate dalla presenza del condotto, c'è un altro fenomeno che si aggiunge quando c'è il tubo rappresentato dal *burn-up* i cui effetti (sia meccanico che chimico) hanno una durata molto breve ( $\approx 1$  ms).

Al fine di valutare l'efficacia e il peso delle perdite di carico, del *burn-up* e dei suoi effetti, sono stati eseguiti alcuni test numerici isolando i fenomeni uno alla volta e confrontando gli andamenti nel tempo della pressione nel *vessel*.

In particolare sono state condotte le simulazioni descritte in *Tabella 8*

Tabella 8 - Simulazioni

RUN 1	Caso base
RUN 2	Assenza di <i>duct</i>
RUN 3	Assenza di reazione nel <i>duct</i>
laminar	Velocità laminare di fiamma nel <i>vessel</i>

La Figura 27 mostra la curva della pressione già presentata per il caso base (RUN 1) e quella ottenuta eliminando artificialmente l'aumento di velocità di combustione nel *vessel* legato alla turbolenza (*laminar*).

Sono inoltre riportati gli andamenti della pressione in assenza del *duct* (RUN 2) e in presenza del *duct* avendo però artificialmente soppresso la combustione in esso (RUN 3).

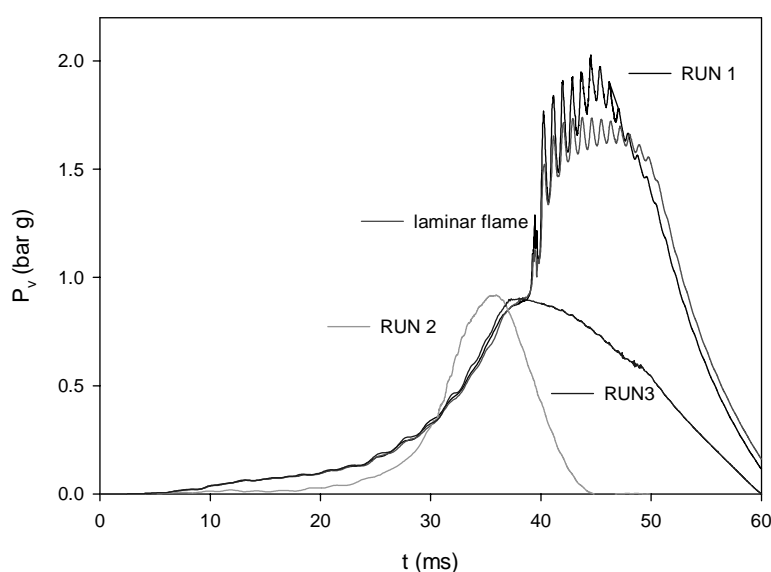


Figura 27 – Pressione nel vessel in funzione del tempo per le condizioni di Tabella 8

*Turbulization* - Confrontando le curve RUN 1 e “laminar” risulta evidente che il contributo dovuto al cambiamento di regime di combustione è modesto in quanto le due curve presentano una  $P_{v,max}$  non molto diversa (rispettivamente 2.02 bar g e 1.72 barg).

*Effetti meccanici di attrito e inerzia nel duct* - Il confronto tra i tracciati RUN 2 e RUN 3 rende un'efficace idea del contributo dei soli termini legati al moto del gas nel *duct* (attrito e inerzia). La curva RUN3 rappresenta infatti il caso (ideale) in cui nel *duct* non si verifichi combustione (soppressa artificialmente nel modello). Le pressioni massime delle due curve sono praticamente uguali e ciò esclude un ruolo determinante per tali meccanismi.

È interessante notare che la curva ricavata in assenza del *duct* (RUN 2) si mantiene leggermente al di sotto di quelle ricavate in presenza del *duct* fino a quando la fiamma non raggiunge il *vent*. In assenza del *duct* la fiamma raggiunge il *vent* a  $t_0 = 30$  ms (in anticipo rispetto alla presenza del *duct*: 39 ms) e a partire da tale istante si ha che la pressione aumenta più rapidamente rispetto al caso in cui il *duct* è presente.

Il maggior tempo impiegato dalla fiamma a raggiungere il *vent* in presenza del *duct*, e la lieve differenza di pressione tra le curve prima di  $t_0 = 30$  ms, sono senz'altro da attribuire alla resistenza e inerzia indotte dalla presenza del *duct* (Ponizy e Leyer, 1999a). In definitiva si può affermare che gli effetti legati ad attrito e inerzia del moto del gas nel *duct*, abbiano un ruolo solo nella fase iniziale di propagazione prima che la fiamma raggiunga il *vent*.

*Effetti meccanici legati al burn-up*- Confrontando le curve RUN 1 e RUN 3 risulta chiaro che, al contrario, la combustione nel *duct* ha un'importanza fondamentale in quanto, una volta soppressa (tracciato RUN 3), la pressione massima raggiunta coincide con quella che si registra in assenza del *duct*. Si può dunque affermare che, almeno nelle condizioni sperimentali a cui si è fatto riferimento, gli effetti meccanici legati alla combustione nel *duct* - *burn-up*, riduzione del  $\Delta P$ , propagazione di onde di pressione- rivestano un ruolo cruciale sulla pressione massima raggiunta nel corso dell'esplosione.

Il ruolo significativo del *burn-up* era stato già messo in evidenza da Molkov (1994) e da Ponizy & Veyssiere (2000), che hanno riscontrato che la soppressione del *burn-up* nel condotto di *venting* (ad opera di arrestatori di fiamma e di *water sprinkling*) può efficacemente mitigare gli effetti



dell'esplosione. Tuttavia ciò che viene messo in evidenza qui è che il *burn-up* gioca un ruolo nel bloccare l'efflusso dei gas piuttosto che nel "turbolizzare" la propagazione della fiamma nel *vessel*.

### *Effetto dei parametri*

#### Effetto della posizione del punto di ignizione

Come accennato nel capitolo dedicato alla fenomenologia, Ponizy e Leyer (1999b) hanno rilevato che l'ignizione in posizione *central* dà luogo alle più elevate pressioni massime. A tal proposito gli autori specificano che anche se il caso *rear* è caratterizzato da più elevate velocità di aumento della pressione rispetto al caso *central* ( $(dP/dt)_{\max, \text{rear}} > (dP/dt)_{\max, \text{central}}$ ), la pressione finale è più elevata nel caso *central* ( $P_{v, \max, \text{central}} > P_{v, \max, \text{rear}}$ ).

La spiegazione proposta è che nel caso di ignizione *rear*, la maggior parte della miscela brucerebbe in condizioni di bassa velocità di combustione prima dell'inizio dei fenomeni legati al *burn-up* che, come visto, inducono maggiori velocità di combustione e regimi di *venting* scarsamente efficace. In tali condizioni anche se l'ignizione *rear*, è caratterizzata da reattività più elevate (in termini di  $dP/dt$ ), solo una esigua quantità di *unburned* nel *vessel* sarebbe disponibile per la combustione che segue il *burn-up* conducendo, dunque, a minori pressioni massime.

Si vuole qui verificare quanto proposto da Ponizy e Leyer con l'ausilio del modello.

La

*Tabella 9* propone il confronto tra i principali parametri dell'esplosione ricavati sperimentalmente e dal modello per una configurazione con  $L_t = 1.7$  m,  $D_t = 0.036$  m con ignizione *rear* e *central*.

I grafici di Figura 28 mostrano che l'ignizione *rear* è caratterizzata da una più prolungata fase di combustione laminare ( $\chi = 1$ ) prima che abbia luogo il *back-flow* (velocità di efflusso negative) e prima che inizino gli effetti di *build-up* della pressione nel *vessel* ad esso legati.

*Tabella 9- Effect of ignition position. Comparison between the experimental and the model values of pressure and time.  $L_t = 1.7$ m and  $D_t = 0.036$ m.*

Ignition		$P_{v,max}$ (bar g)	$P_{v,0}$ (bar g)	$t_0$ (ms)	$P_{v,max}-P_{v,0}$ (bar)
Rear	Experiment	1.76	0.66	33.9	1.1
	Model	1.73	0.87	38	0.73
Central	Experiment	2.01	0.37	22.9	1.64
	Model	2.32	0.24	22	2.07

Risulta che il regime di combustione turbolenta è di più breve durata nel caso *rear* a testimonianza di una minore quantità di miscela disponibile per la combustione nel caso *central*.

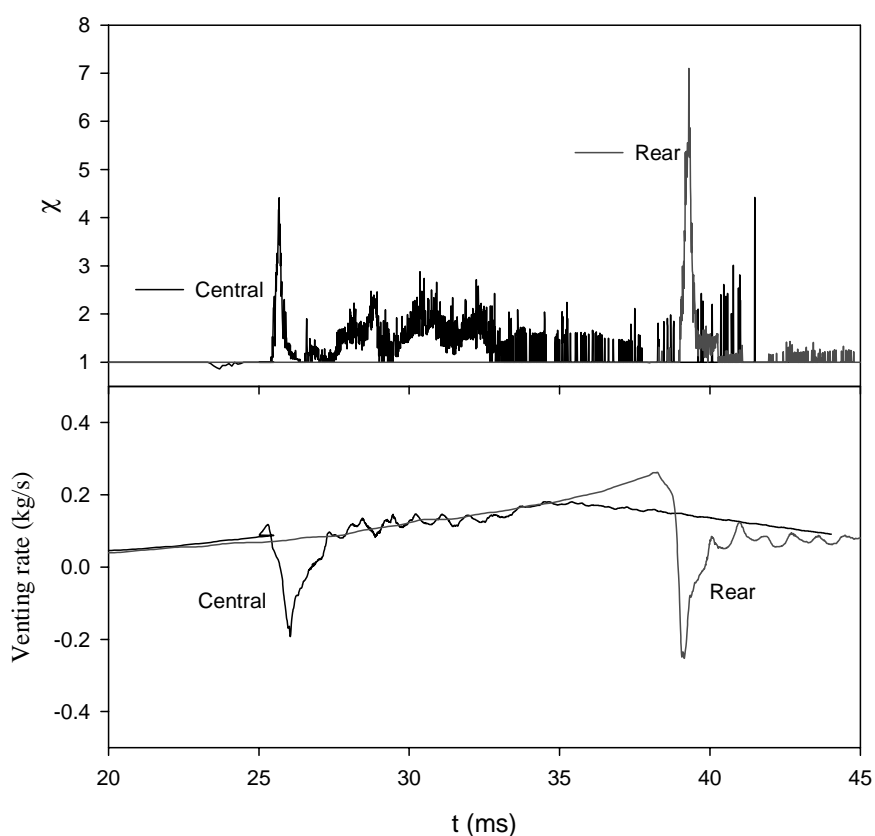


Figura 28 – Turbulization factor e portata di venting in funzione del tempo per il caso di ignizione rear e centrale

Si nota che il fattore  $\chi$  è maggiore nel caso *rear* piuttosto che nel caso centrale. Tuttavia in accordo con i risultati sperimentali il modello che il caso centrale presenti picchi di pressione nel *vessel* più elevati.

In *Tabella 10* sono riportati i valori della massima velocità di salita della pressione ( $dP/dt_{max}$ ) calcolata nel *vessel* e nel condotto nel caso di ignizione centrale e *rear*.

*Tabella 10 – Massima velocità di risalita della pressione nel vessel e nel duct*

Ignizione	$dP_{v,max}/dt$ (bar /s)	$dP_{d,max}/dt$ (bar /s)
REAR	464	5600
CENTRALE	176	3000

Dai risultati di *Tabella 10* si nota che la violenza dell'esplosione sia nel *vessel* che nel condotto è maggiore nel caso *rear* piuttosto che nel caso centrale. Tuttavia il picco di pressione nel *vessel* è maggiore nel caso di ignizione centrale.

Questo risultato conferma le ipotesi di Ponizy & Leyer (1999a,b) che affermano che non riescono a trovare nessun legame tra la violenza dell'esplosione nel *duct* e il picco di pressione nel *vessel* e associano il valore più elevato di pressione massima nel *vessel* alla quantità residua di *unburnt* presenti al momento della esplosione secondaria.

#### Effetto della lunghezza del condotto

Come visto, l'effetto della lunghezza del *duct* è stato studiato in letteratura in numerosi lavori che hanno permesso di individuare un trend abbastanza preciso e condiviso (Wiekema et al., 1977; Bartknecht, 1981; Kordylewski & Wach, 1988; Ponizy & Leyer, 1999a).

L'aggiunta di un *duct* di anche modesta lunghezza provoca un significativo aumento della pressione massima rispetto al caso di assenza del *duct* stesso ( $L_t=0$ ). Per lunghezze maggiori, l'aumento di  $P_{v,max}$  con  $L_t$  risulta invece di scarso rilievo.

Gli effetti legati alla lunghezza del *duct* sono stati tradizionalmente studiati in letteratura ipotizzando un ruolo per le perdite di carico addizionali e l'inerzia legate al moto dei gas nel sistema *vessel-duct* (Lunn et al., 1988; Ural, 1992). In effetti, come visto, il moto del gas nel *duct* richiede una differenza di pressione che si somma all'aumento di pressione legato alla combustione.

In Figura 29 è riportato il confronto tra dati sperimentali e di modello per configurazioni con  $L_t$

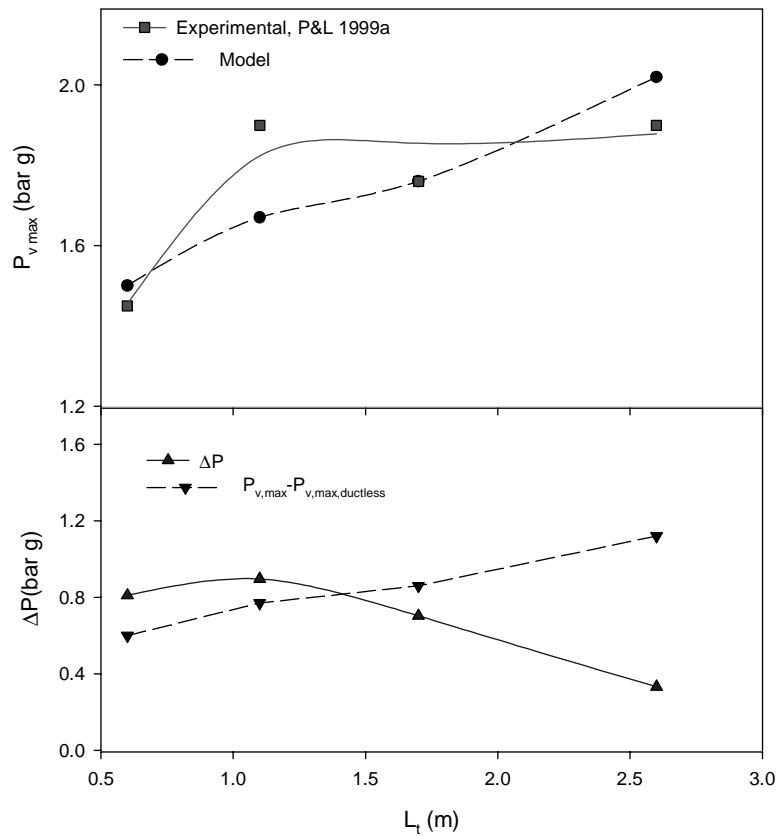
compresa tra 0.6 e 2.6 m e con  $D_t = 0.36$  m (tutte *rear ignition*). Si vede che il modello non “cattura” esattamente il *trend* sperimentale ma comunque mostra una diminuzione della pendenza della curva in corrispondenza di quella sperimentalmente osservata.

I risultati del modello sono stati usati per ottenere indicazioni sul ruolo delle perdite di carico (attrito dei gas) sull’andamento della pressione massima in funzione di  $L_t$ .

Le perdite di carico sono state valutate nelle fasi successive al *burn-up* a partire dai valori di velocità dei gas nel *duct* calcolati dal modello. A tal fine si è adottata la relazione:

$$\Delta P_{steady} = \Delta P_{in} + \Delta P_{duct} + \Delta P_{out} = \frac{1}{2} \rho u^2 \left( K_{in} + 4F \frac{L_t}{D_t} + K_{out} \right) \quad (5.6)$$

dove  $K_{in}$  e  $K_{out}$  sono i coefficienti relativi rispettivamente a bruschi restringimenti e allargamenti della sezione di flusso (gli effetti di comprimibilità sono stati tenuti in conto tramite i valori suggeriti da Benedict et al.,1966);  $F$  è il *friction factor* per moto in tubi valutato secondo relazioni tradizionali (Bird et al.,1963).



*Figura 29 – Pressione massima nel vessel e perdite di carico in funzione della lunghezza del condotto. Risultati sperimentali e di modello.*

Dalla figura emerge che l'incremento di pressione nel *vessel* può essere imputato alle aumentate perdite di carico dovute all'allungamento del condotto.

In conclusione la presenza del condotto modifica significativamente i valori dei picchi di pressione rispetto alla sua assenza. Questo è da imputare alla presenza di un nuovo fenomeno che modifica qualitativamente il percorso di risalita della pressione nel *vessel* (*burn-up*).

In presenza di un condotto e, quindi, del *burn-up*, l'aumento della lunghezza produce un incremento del picco di pressione nel *vessel* modesto in misura delle aggiunte perdite di carico.

#### Effetto del diametro

Nella descrizione fenomenologica delle esplosioni *duct-vented* si è già messa in luce la dipendenza non monotona della  $P_{v,max}$  dal diametro del *duct* riscontrata da Ponizy e Leyer (1999a). Successivamente, nella presentazione dei loro dati, si è riportata l'analisi che giustificava l'andamento in ragione dell'effetto di disturbo del processo di *venting* sulla combustione nel *vessel*. In particolare se da un lato  $D_t$  elevati comportano fasi iniziali di *venting* efficaci, dall'altro i fenomeni innescati dal *burn-up* risulterebbero più influenti quando  $D_t$  è elevata perché la deformazione della fiamma è maggiore e c'è una maggiore quantità di *unburned* residua.

I risultati sperimentali di Ponizy and Leyer (1999a) relativi a tre diametri del *duct* (0.016 m, 0.021 m, 0.036 m) e per una  $L_t$  pari a 1.6 m, sono stati riprodotti numericamente al fine, di nuovo, di verificare quanto proposto dagli autori. E' importante notare che il modello è risultato in grado di riprodurre l'andamento non monotono.

La Tabella 11 propone il confronto tra dati sperimentali e di modello e in Figura 32 sono riportati i profili della *progress variable* al momento del *back-flow* (ovvero quando si verificano gli effetti di

*enhancement* legati alla combustione e alla ridotta efficienza del *venting*).

Tabella 11 – Effetto del diametro. Confronto tra I valori di pressione sperimentali e di modello.

Diameter [m]		$P_{v,max}$ (bar g)	$P_{v,0}$ (bar g)	$t_0$ (s)
0.016	Experiment	1.75	1.25	65
	Model	2.14	1.67	66.5
0.021	Experiment	1.4	0.9	51
	Model	1.55	1.1	51.3
0.036	Experiment	1.9	0.6	34.9
	Model	1.67	0.71	36.1

In Figura 30 sono riportate la pressione nel *vessel* e quella nelle sezioni iniziali del condotto in funzione del tempo a diversi valori del diametro del condotto. Si nota che all'aumentare del diametro il picco di pressione nel condotto conseguente al *burn-up* aumenta. Differentemente il picco di pressione nel *vessel* presenta un minimo.

Figura 31 riporta le portate di efflusso dal *vent* in funzione del tempo per i tre diametri. I bassi valori delle *venting rates*, suggeriscono che la combustione nel *vessel* dal diametro più piccolo ( $D_t = 0.016$  m), proceda quasi come in un *vessel* chiuso. Questa circostanza è anche visibile dalla forma della fiamma (ovvero della *progress variable*, Figura 32) che fa pensare a una propagazione di fiamma quasi indisturbata dal processo di *venting*. La fiamma risente infatti del campo di moto prodotto dall'efflusso dei gas solo quando è arrivata a ridosso del *vent* e la combustione nel *vessel* è praticamente completata.

Non sorprende dunque che passando a un diametro maggiore ( $D_t = 0.021$  m) la pressione massima diminuisca in ragione dell'aumentata efficienza del *venting* testimoniata da più elevate velocità di efflusso (Figura 31). Ciò che invece sorprende è che aumentando ulteriormente il  $D_t$  ( $D_t = 0.036$ ), nonostante l'efficienza del *venting* migliori ulteriormente, la pressione massima risulti maggiore di quella relativa a  $D_t = 0.021$  m. La forma della fiamma per  $D_t = 0.036$  m suggerisce una maggiore

deformazione rispetto agli altri due diametri. Ciò è da attribuire all'aumento dell'area di *vent* che comporta l'intensificazione del campo di moto e quindi un maggiore allungamento della fiamma verso il *vent* prima del verificarsi degli effetti legati al *burn-up*.

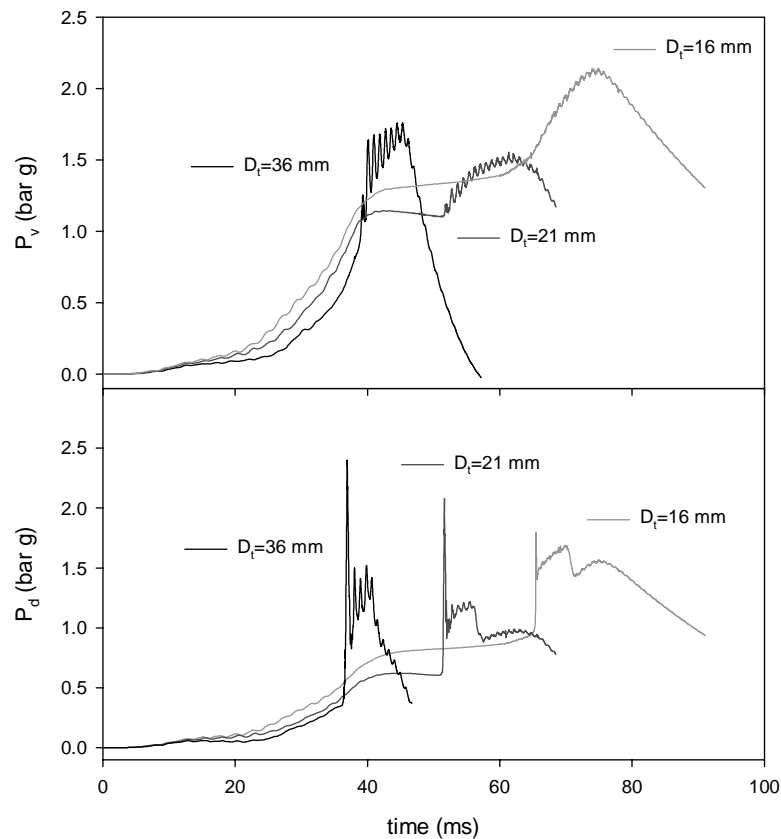


Figura 30 – Pressione nel vessel ( $P_v$ ) e nel condotto ( $P_d$ ) in funzione del tempo per tre valori del diametro del condotto.

La maggiore intensità del campo di moto per  $D_t = 0.036$  m rispetto ai diametri minori, è ben prevista dal modello come si vede dai profili delle *venting rates* prima dell'inversione del flusso. La maggiore deformazione comporta una maggiore superficie della fiamma e quindi una maggiore velocità di combustione rispetto al caso dei diametri minori.

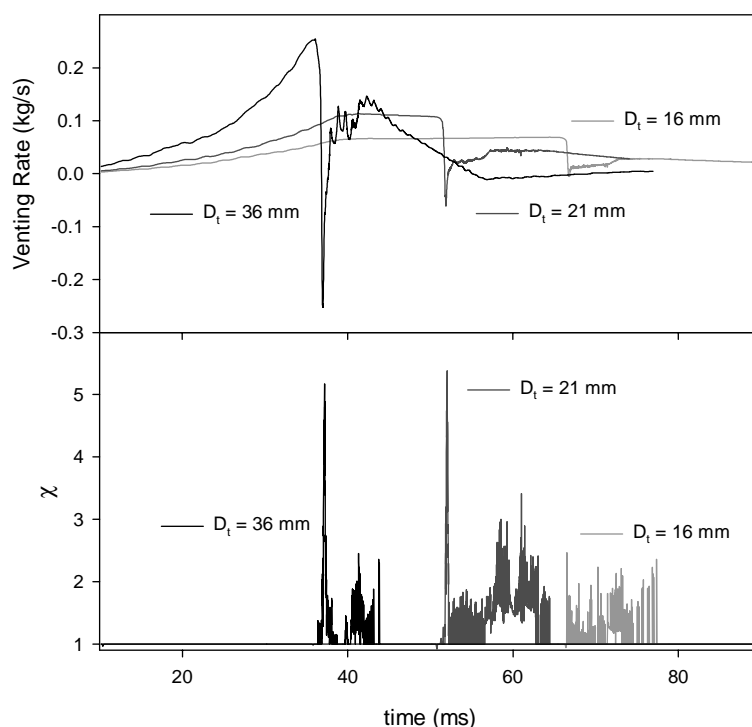


Figura 31 – Portata di efflusso e turbulization factor ( $\chi$ ) in funzione del tempo per tre valori del diametro del condotto.

È importante notare che anche la quantità di *unburned* residua è maggiore per  $D_t = 0.036$  m rispetto ai diametri minori (Figura 32).

Il *trend* non monotono può dunque essere interpretato come il risultato della competizione tra velocità di combustione e *venting*. L'aumento della sezione di *vent* è sempre accompagnato da un aumento della *venting rate* che tende a fare diminuire la pressione (Figura 31). D'altra parte diametri più elevati inducono maggiori velocità di combustione - ad opera di maggiori deformazioni della fiamma (Figura 31) e quantità di *unburned* residui (Figura 32) – che tendono, al contrario, a fare aumentare la pressione.



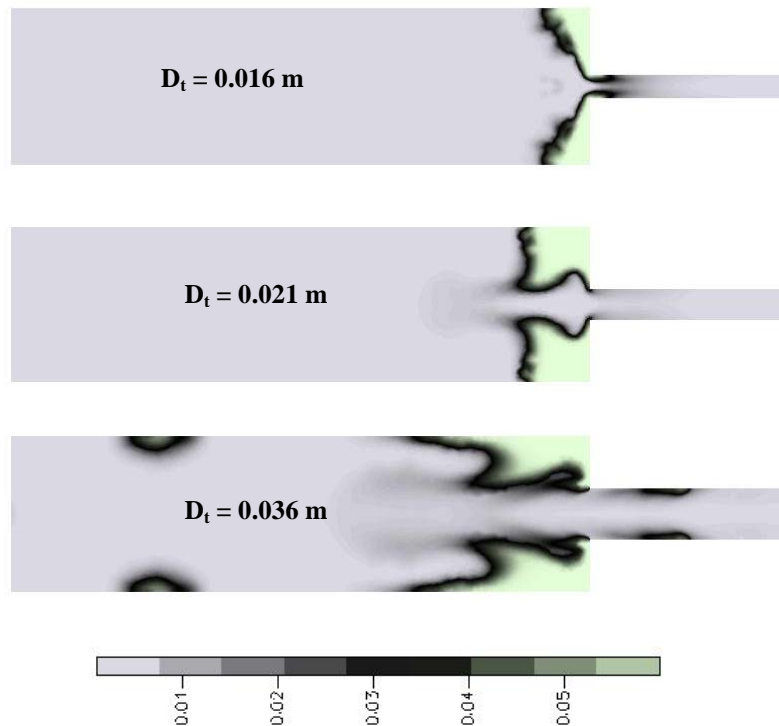


Figura 32 – Mappa della progress variable per tre valori del diametro.

In Figura 33 sono riportati i valori di velocità della fiamma sperimentali e di modello lungo il condotto. Si nota che in tutti i casi è presente un rallentamento della fiamma nelle sezioni iniziali del condotto. L'accordo tra i valori di modello e quelli sperimentali è soddisfacente.

In Tabella 12 sono riportati i valori della pendenza massima della pressione nel tempo per i tre valori dei diametri. Si nota che quando aumenta il diametro la violenza dell'esplosione nel vessel è maggiore mentre diminuisce quella nelle sezioni iniziali del condotto.

Tabella 12 - Massima velocità di risalita della pressione nel vessel e nel duct

$D_t$ (m)	$dP_{v,max}/dt$ (bar /s)	$dP_{d,max}/dt$ (bar /s)
0.016	178	29125
0.021	248	14067
0.036	287	9528

Da questo risultato emerge che non c'è un legame tra violenza di *burn-up* e violenza di esplosione nel vessel.

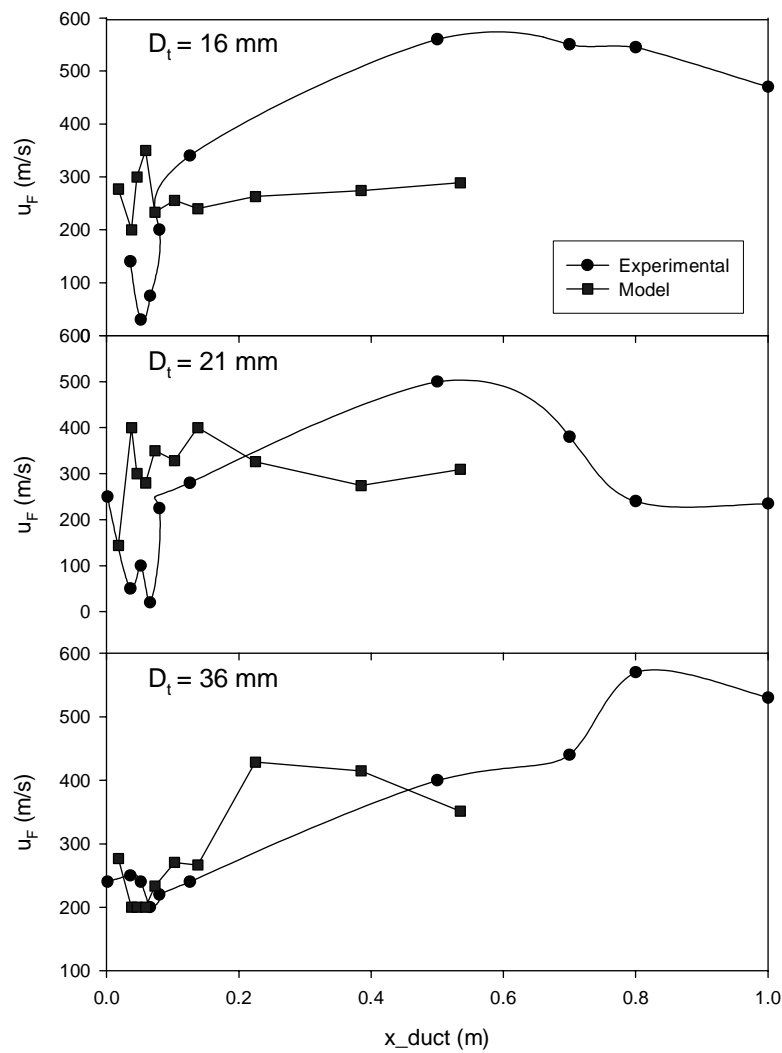


Figura 34 – Velocità di fiamma lungo il condotto per tre valori del diametro del condotto come ottenuto dagli esperimenti e dalle simulazioni.

### 5.3 Conclusioni sui risultati su scala di laboratorio

L'analisi dei risultati numerici ha permesso di individuare nel *burn-up*, e più in generale nella combustione nel *duct*, il fenomeno chiave che caratterizza un'esplosione ventata tramite un *duct*. In assenza della combustione nel *duct*, infatti, il livello di pressione raggiunta è pari a quello in assenza di esso.

In particolare tra i fenomeni originati dal *burn-up*, quelli responsabili della violenza dell'esplosione sono i meccanismi di tipo puramente meccanico dato che il cambiamento di regime da laminare a *flamelet* (indotto dal *burn-up*) dà un contributo molto modesto alla salita della pressione.

E' stato inoltre mostrato che le perdite di carico aggiuntive dovuta a condotti più lunghi modifica la pressione nel *vessel* nella misura delle perdite di carico.

Infine, non è stato possibile trovare nessuna correlazione diretta quantitativa tra la violenza dell'esplosione nel condotto e quella nel *vessel*.

L'effetto del *burn-up* è dunque un effetto *on-off*: se avviene causa un incremento di pressione che può essere più o meno significativo a seconda della quantità di *unburnt* residua presente nel *vessel*.

Questo suggerisce anche metodi per la mitigazione:

- 1) eliminazione del *burn-up*;
- 2) riduzione della quantità di *unburnt* residua attraverso la apertura successiva di un'altra sezione di vent.

Come detto, i dati di Ponizy e Leyer si riferiscono a una scala di laboratorio ( $0.0036 \text{ m}^3$ ) ed è di importanza fondamentale verificare le conclusioni di questo capitolo su un *range* di condizioni operative più ampio di quello proposto da Ponizy e Leyer.

In particolare è noto che l'aumento della velocità di combustione dovuto alla turbolenza diventa più importante all'aumentare della scala (Phylaktou e Andrews,1995). Non è dunque possibile generalizzare quanto osservato in questa sezione a proposito della modesta influenza del regime di combustione turbolenta.

Come detto nella sezione fenomenologica (Paragrafo 1.2), le onde di compressione prodotte dalla combustione nel *duct* potrebbero efficacemente interagire con la combustione nel *vessel* provocandone un aumento di intensità (Kordylevski e Wach,1986). D'altra parte l'interazione tra fiamma e onde di pressione è un fenomeno d'instabilità che si manifesta generalmente su scale elevate e sicuramente maggiori di quella di laboratorio (Lee e Guirao,1982).

Se dunque è stato lecito escludere dalla discussione l'effetto di tale fenomeno sulla scala di laboratorio, non è altrettanto lecito ignorarne il potenziale ruolo su scala maggiore.

Come riportato inoltre in Harrison e Eyre (1987) e Catlin (1991), l'intensità dell'esplosione esterna aumenta all'aumentare della scala ed è ragionevole porre la questione se con essa aumenti anche il suo effetto sulla combustione interna. A tal proposito non si può inoltre escludere che su scala maggiore la aumentata importanza dell'esplosione nel *duct*, introduca una dipendenza anche quantitativa tra l'intensità del *burn-up* e la salita della pressione nel *vessel*.

Nel capitolo seguente si presenta un *set* di dati sperimentali ottenuti per un *vessel* di 0.2 m<sup>3</sup> che verranno analizzati allo scopo di verificare se quanto osservato per i dati di Ponizy e Leyer trova riscontro anche su scale maggiori.

## CAPITOLO 6: RISULTATI SU SCALA PILOTA

### 6.1 Risultati sperimentali

Nel capitolo precedente si è evidenziata la necessità di un riscontro su scala maggiore delle conclusioni ottenute per la scala da laboratorio. La mancanza in letteratura di dettagliati dati sperimentali su scale di interesse pratico - maggiori di quelle di laboratorio - ha reso necessario condurre una fase sperimentale nell'ambito della attività di ricerca del dottorato.

I dati sperimentali di scala maggiore sono stati ottenuti tramite l'allestimento di un'apparecchiatura di scala pilota ( $V = 0.2 \text{ m}^3$ ) presso i laboratori dell'Università di Leeds. Pur non costituendo ancora un volume di dimensioni tipiche industriali ( $V > 10 \text{ m}^3$ ), il fattore di *scaling* risultante rispetto al *vessel* di Ponizy e Leyer è di circa 100 ed è stato ritenuto significativo per una prima valutazione di effetti di scala.

I dettagli geometrici dell'apparecchiatura realizzata, insieme con le metodologie e la strumentazione adottate, sono stati descritti nel Capitolo 3.

Le esplosioni sono state condotte in un ampio *range* di concentrazioni ( $\Phi = 0.79\text{-}1.53$ ) per miscele metano-aria e propano-aria al variare della posizione dell'ignizione in due posizioni distinte del *vessel* (*rear* e *central*: Figura 44). L'ampio *range* di concentrazioni investigate ha consentito di studiare un altrettanto ampio *range* di reattività delle miscele e di valutarne l'effetto sul fenomeno.

I dati sperimentali sono stati riprodotti dal modello senza modificarne nessun parametro (numerico e di modello) rispetto a quelli utilizzati per modellare i dati di scala di laboratorio.

Come verrà discusso in seguito, i dati sperimentali unitamente ai risultati numerici, hanno inoltre suggerito un *trend* che ha consentito una prima razionalizzazione dell'apparente contraddizione tra le osservazioni sperimentali di letteratura riportate nel Capitolo 1.

Il *vent ratio* ( $\Gamma \equiv A_v/V^{2/3}$ ) della configurazione realizzata ricade nel *range* investigato su scala di laboratorio da Ponizy & Leyer (1999a, b; Tabella 13). In Tabella 13 vengono esplicitate tutte le caratteristiche geometriche della apparecchiatura di scala di laboratorio e di quella pilota.

Tabella 13 – Caratteristiche geometriche per le due apparecchiature

	Scala Lab (P&L)	Scala Pilota (Leeds)
$\Gamma = A_v/V^{2/3}$	0.008-0.093	0.06
$Dt/D$	0.15-0.5	0.32
$L/D$	3.7	2
$1/D$	10	2

$D$ ,  $L$ = diametro e lunghezza del vessel;  $Dt$ =diametro del condotto;  $A_v$ =sezione di vent;  $V$ =volume del vessel.

Dal confronto dei valori di Tabella 13 si nota che una certa differenza tra le due configurazioni investigate, risiede (oltre che nel volume) nel diametro del vessel - che dà conto della superficie delle pareti per unità di volume del recipiente - e nel rapporto tra la lunghezza del vessel e il suo diametro ( $L/D$ ).

Nel seguito vengono mostrati i dati sperimentali ottenuti. In Tabella 14 è riportato il prospetto completo delle prove condotte. Ogni prova è stata ripetuta almeno 3 volte per assicurarne la ripetibilità.

Tabella 14 – Riassunto delle prove sperimentali condotte sull'apparecchiatura scala pilota.

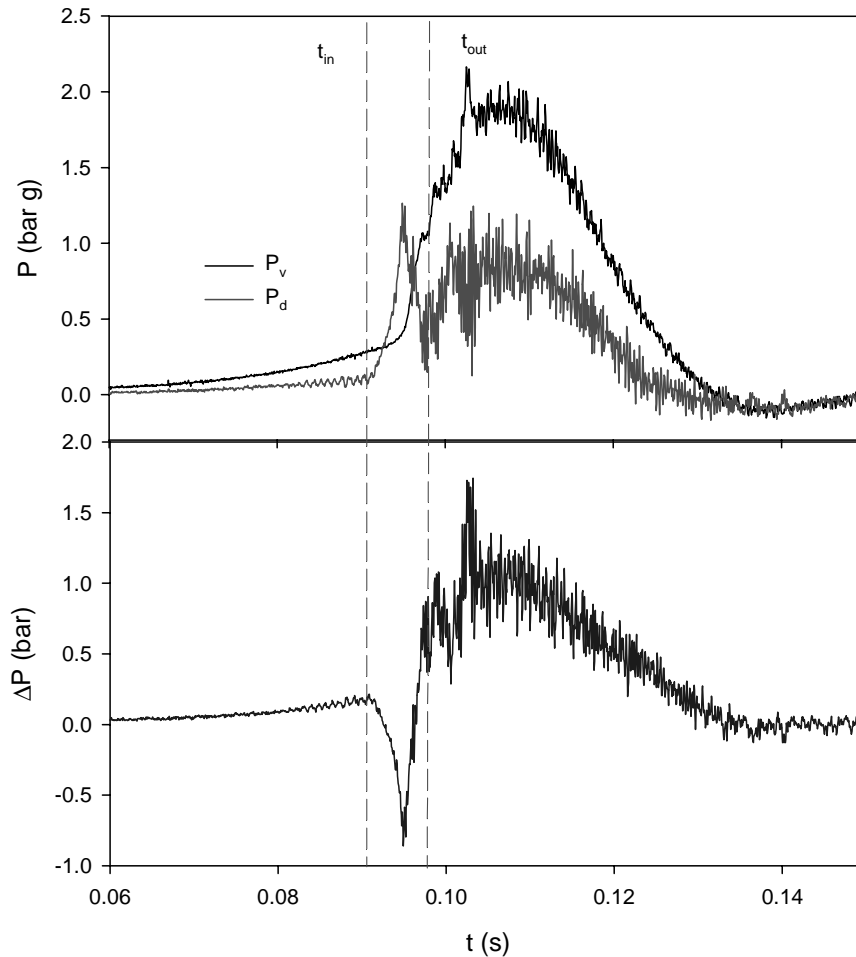
Simply vented				Duct fitted			
Posizione Ignizione	fuel	$Y_{fuel}$ (%v/v)	$\Phi$	Posizione Ignizione	fuel	$Y_{fuel}$ (%v/v)	$\Phi$
rear	propane	3.2	0.79	Rear	propane	3.2	0.79
rear	propane	4.0	1.0	Rear	propane	4.0	1.0
rear	propane	4.5	1.13	rear	propane	4.5	1.13
rear	propane	5.5	1.39	rear	propane	5.5	1.39
rear	propane	6.0	1.53	rear	propane	6.0	1.53
central	propane	3.2	0.79	central	propane	3.2	0.79
central	propane	4.0	1.0	central	propane	4.0	1.0
central	propane	4.5	1.13	central	propane	4.5	1.13
central	propane	5.5	1.39	central	propane	5.5	1.39
central	propane	6.0	1.53	central	propane	6.0	1.53
rear	methane	8.0	0.82	rear	methane	8.0	0.82
rear	methane	9.5	1.0	rear	methane	9.5	1.0
rear	methane	10.0	1.06	rear	methane	10.0	1.06
rear	methane	12.5	1.36	rear	methane	12.5	1.36
central	methane	8.0	0.82	central	methane	8.0	0.82
central	methane	9.5	1.0	central	methane	9.5	1.0
central	methane	10.0	1.06	central	methane	10.0	1.06
central	methane	12.5	1.36	central	methane	12.5	1.36

Nelle prove sperimentali si è scelto come caso base quello di una esplosione di una miscela propano-aria stechiometrica e ignizione rear ( $C_3H_8$  / aria;  $\phi = 1$ ; rear ignition).

### Tracciati temporali della pressione

In Figura 35 è riportato l'andamento delle pressioni nel *vessel* ( $P_v$ ) e nelle sezioni iniziali del condotto ( $P_d$ ) in funzione del tempo e della posizione della fiamma per il caso base.

In figura  $t_{in}$  e  $t_{out}$  sono gli istanti in cui la fiamma entra ed esce dal condotto rispettivamente.



*Figura 35 – Pressione nel vessel e nel condotto e posizione della fiamma vs. tempo: REAR IGNITION.*

Analogamente ai risultati ottenuti nella configurazione di scala di laboratorio, è possibile distinguere due fasi differenti della propagazione della fiamma.

Una fase iniziale lenta che consiste nella propagazione della fiamma laminare nel *vessel* principale, prima che la fiamma entri nel condotto ( $t < t_{in}$ ). Una fase successiva nella quale la fiamma attraversa il condotto e un incremento rapido di pressione sia nel *vessel* che nel condotto.

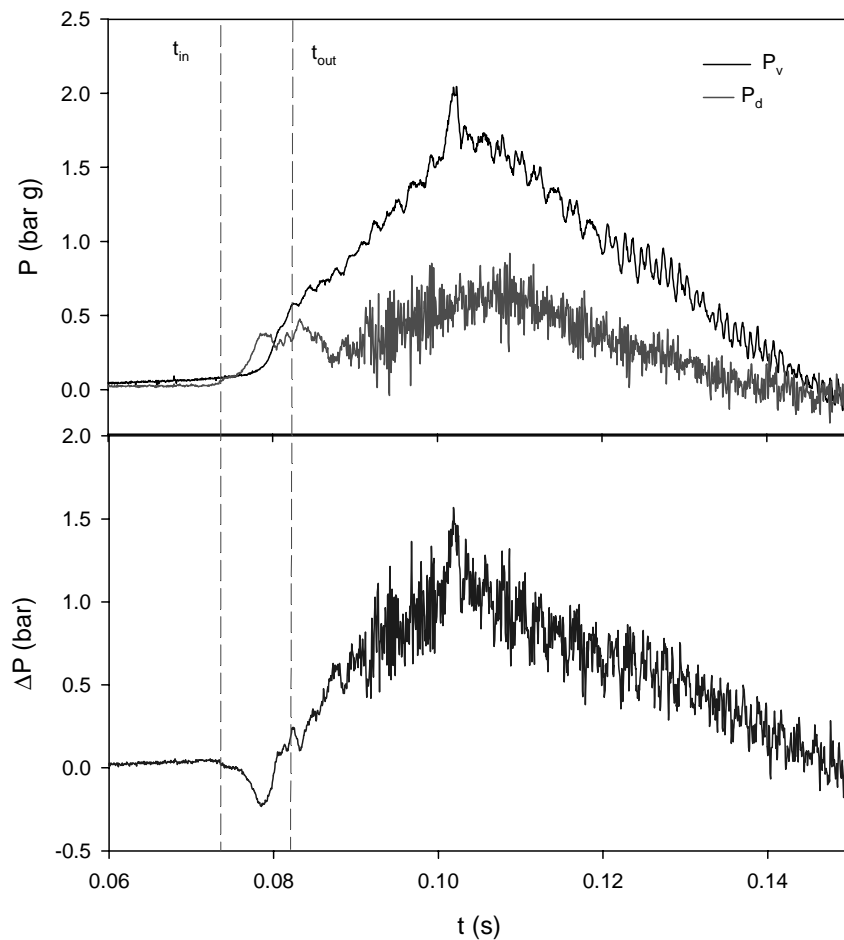


Figura 36 – Pressione nel vessel e nel condotto e posizione della fiamma vs. tempo: *CENTRAL IGNITION*.

Durante la prima fase, la pressione aumenta lentamente nel *vessel* principale stabilendo una portata di *venting*. Quando la fiamma propaga nel condotto, la pressione  $P_v$  subisce un brusco aumento superando il valore di pressione nel *vessel*: la pressione diventa localmente maggiore di quella nel *vessel* generando un  $\Delta P$  negativo. In Figura 35 è rappresentata la differenza di pressione tra la pressione nel *vessel* ( $P_v$ ) e la pressione nella sezione iniziale del condotto ( $P_d$ ). Questa differenza di pressione decresce quando la fiamma entra nel condotto ( $t \approx t_{in}$ ) fino ad annullarsi e diventare negativa.

Il rapido incremento di pressione nel condotto genera una inversione del segno del  $\Delta P$  al quale fa seguito una inversione del flusso: i gas si muovono dal condotto verso il *vessel*. In corrispondenza di questa inversione, si nota un brusco incremento della pressione nel *vessel* (Figura 35).



La fenomenologia osservata è analoga a quella descritta per la configurazione di scala di laboratorio.

#### *Analisi in frequenza*

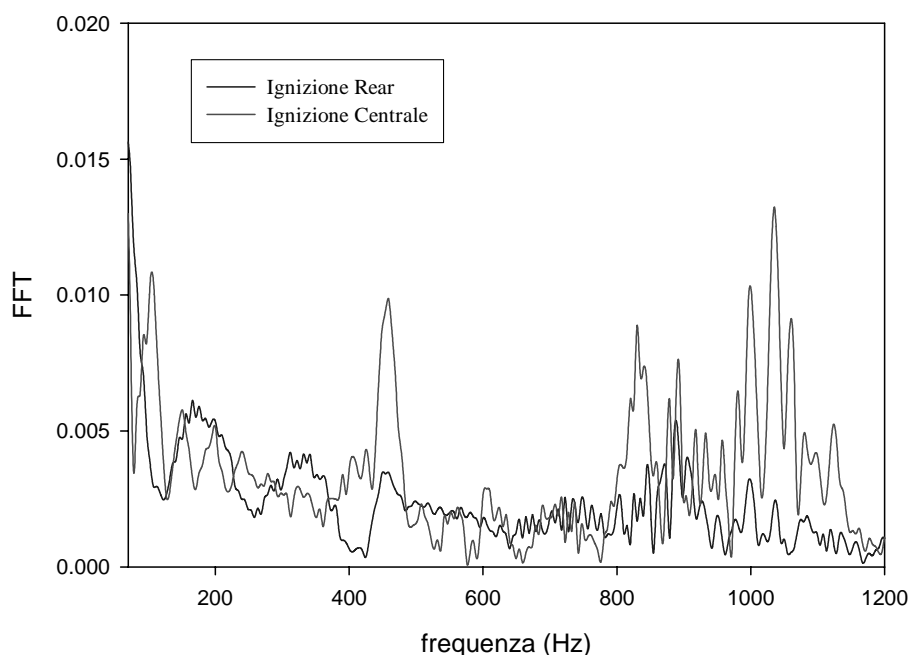
La caratterizzazione delle curve di pressione attraverso l'analisi dei tracciati nel dominio della frequenza può fornire informazioni importanti sul decorso del fenomeno (Tamanini e Chaffee, 1996).

A tal fine tutti i tracciati della pressione sono stati elaborati mediante un'analisi di Fourier. Si sono inoltre scomposte le curve in due componenti rispettivamente di bassa e alta frequenza (con frequenza di *cut-off* di 350 Hz) al fine di visualizzare con maggiore chiarezza la frequenza e l'ampiezza delle oscillazioni di pressione. L'analisi degli spettri ha evidenziato generalmente due distinti picchi in corrispondenza rispettivamente di frequenze dell'ordine 400-500 Hz e 900-1100 Hz (Figura 37). Il primo picco è da legare a oscillazioni acustiche di pressione secondo la frequenza fondamentale del *vessel* cilindrico. Tale frequenza - calcolata attraverso relazioni tradizionali (Poinsot e Venante, 2002) - risulta infatti dell'ordine dei 500 Hz quando si consideri il *vessel* riempito con gas caldi.

Il secondo picco è probabilmente da legare a frequenze maggiori originate dalla combustione. È interessante notare la marcata differenza quantitativa tra i picchi relativi all'ignizione *central* e quelli relativi all'ignizione *rear*.

#### *Effetto della presenza del condotto*

Al fine di valutare gli effetti introdotti dalla presenza del *duct*, risulta efficace il confronto tra i tracciati della pressione relativi alla stessa esplosione una volta condotta in presenza del *duct* e l'altra condotta in sua assenza (*simply vented*).



*Figura 37– Trasformata di Fourier dei tracciati della pressione nel vessel per l’esplosione di miscele stechiometriche propano-aria REAR e CENTRAL ignition.*

In Figura 38 è riportato il confronto tra il tracciato della pressione nel *vessel* per il caso base (*ducted-vent*, propano-aria  $\phi = 1$ , *rear ignition*) e quello relativo alla stessa esplosione ventata senza il *duct*. Nello stesso grafico sono riportati i tracciati della pressione esterna per le due prove (rispettivamente la pressione nelle sezioni iniziali del *duct* quando quest’ultimo è presente e quella registrata nel *dump vessel* in sua assenza).

La differenza è non solo quantitativa ma anche qualitativa. In presenza del *duct* l’uscita della fiamma dal *vessel* ( $t = t_{in}$ ) è accompagnata da una violenta salita della pressione esterna che anticipa quella nel *vessel* a testimonianza di un nesso causa-effetto tra esplosione esterna e prosieguo della combustione all’interno.

Quando il *duct* è assente, la fuoriuscita della fiamma del *vessel* induce dapprima una salita di pressione all’interno e solo successivamente si verifica un aumento di pressione - peraltro molto modesto - all’esterno.

Il confronto presentato riveste interesse in quanto consente di affermare che ciò che contraddistingue un' esplosione in presenza del condotto è la violenta combustione nelle sezioni iniziali del condotto (*burn-up*). I risultati numerici di scala di laboratorio avevano già indicato tale fenomeno come predominante nell'influenzare il picco di pressione raggiunto nel *vessel*.

Quello che si intende investigare nel seguito è la maniera in cui tale evento esterno condiziona l'esplosione nel *vessel* primario su una scala maggiore quale quella qui investigata . In particolare si pone la questione se l'esplosione nel condotto (e più in generale la combustione in esso) induca un aumento della velocità di combustione nel *vessel* - tramite turbolenza e/o instabilità - oppure produca un impedimento all'efflusso dei gas verso l'esterno.

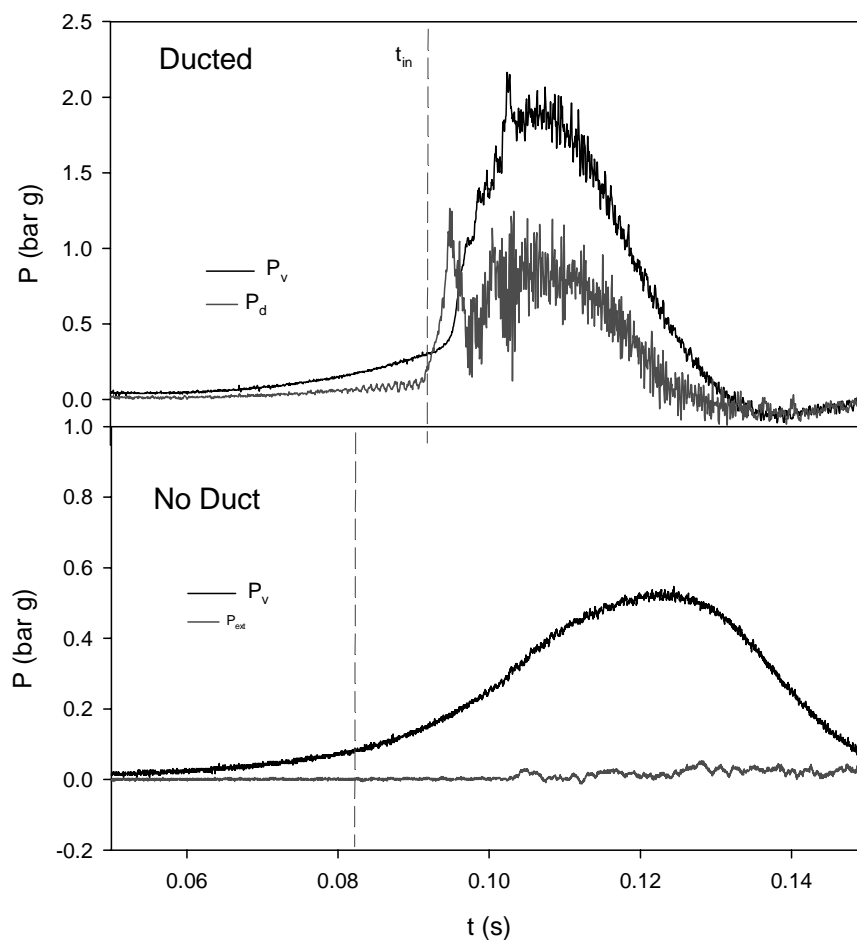


Figura 38 – Pressione massima nel vessel e nel condotto in funzione del tempo, in presenza e in assenza di duct.

In Figura 39 è riportato l'andamento della pressione massima raggiunta nel *vessel* in presenza del condotto ( $P_{v,max\_ducted}$ ) in funzione di quella corrispondente ottenuta in assenza del condotto di convogliamento ( $P_{v,max\_ductless}$ ) per tutte le prove sperimentali riportate in Tabella 14.

Si nota che la pressione in presenza di condotto cresce all'aumentare della pressione *ductless* e che può essere anche 20 volte maggiore.

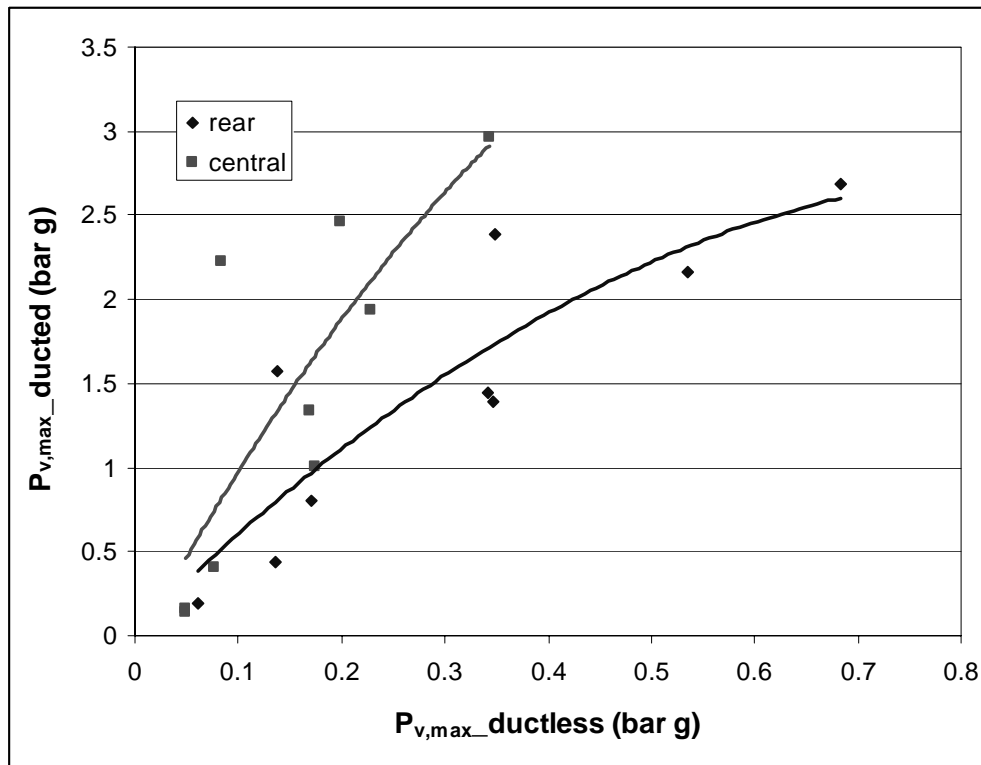


Figura 39 – Pressione massima nel vessel in presenza del condotto vs. pressione massima in assenza del condotto.

In Figura 40 è riportato lo stesso grafico in termini di pressione esterna (pressione nel condotto o esterna). Anche in questo caso si nota che la pressione esterna è molto maggiore di quella in assenza di condotto (anche di circa 20 volte maggiore).

Si nota anche che in entrambi i casi c'è un significativo effetto del punto di ignizione.

Nel seguito si discutono gli effetti della posizione del punto di ignizione, della reattività e della scala sui picchi di pressione e sulla violenza dell'esplosione

Nel seguito vengono descritti gli effetti legati al verificarsi dell'esplosione esterna nel *duct* e la maniera con la quale influenzano il decorso del processo di *venting*.

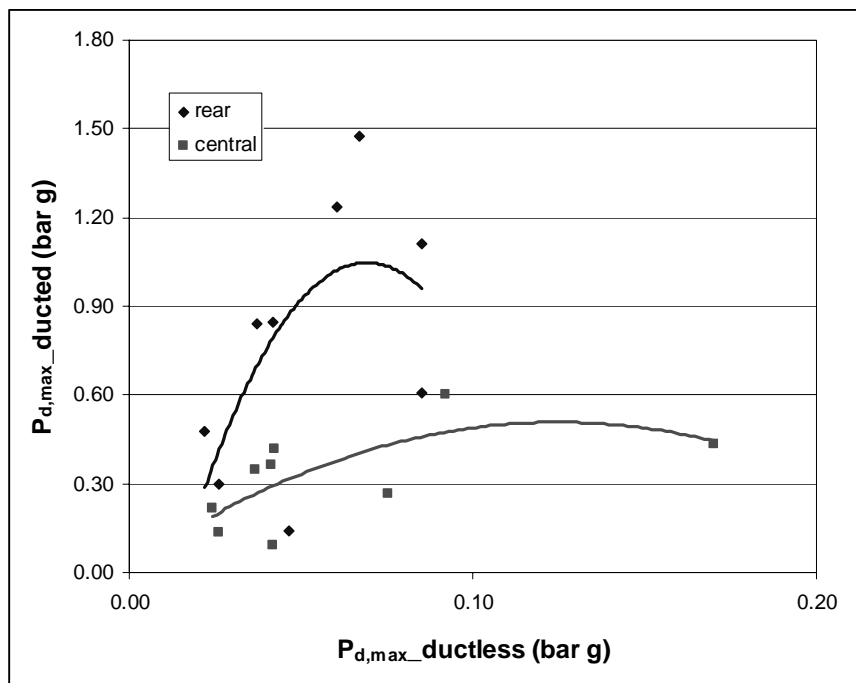


Figura 40 – Pressione massima nel condotto in presenza del condotto vs. pressione massima in assenza del condotto.

#### Effetto della reattività

In Figura 41 sono riportati i valori di pressione massima nel *vessel* al variare del rapporto di equivalenza per miscele  $C_3H_8$ /aria e  $CH_4$ /aria nel caso di ignizione *rear*.

Si nota che la pressione massima raggiunta nel *vessel* è significativamente maggiore nel caso del propano piuttosto che nel caso del metano. Le differenze sono tanto maggiori quanto più alto è il rapporto di equivalenza.

Le differenze tra la curva del metano e quella del propano non possono essere imputate alla diversa reattività e più precisamente alle velocità laminari di fiamma in quanto i rispettivi valori delle  $S_L$  differiscono di poco. Valutando invece le velocità di fiamma ( $u_F$ ) misurate attraverso le termocoppie è possibile notare una differenza significativa (Figura 42).

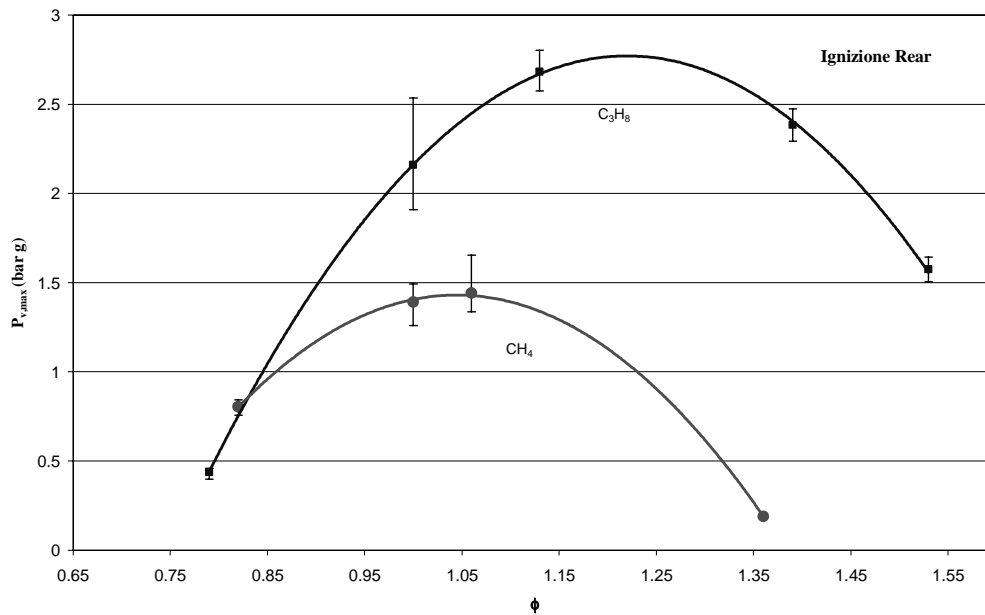


Figura 41– Pressione massima nel vessel in funzione del rapporto di equivalenza per  $C_3H_8$ /aria e  $CH_4$ /aria. Ignizione rear.

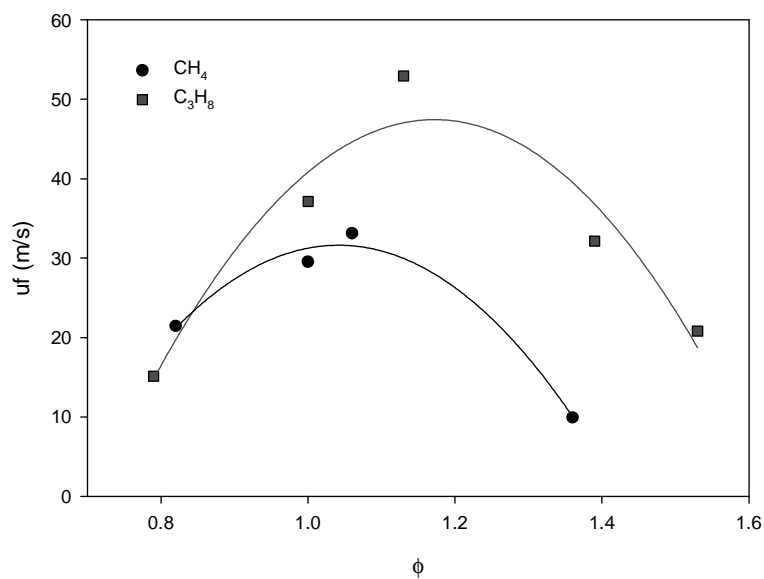


Figura 42 – Velocità della fiamma media nel condotto in funzione del rapporto di equivalenza per  $C_3H_8$  e  $CH_4$ ; ignizione rear.

Questo comportamento è da attribuire presumibilmente alla diversa sensibilità delle fiamme metano-aria e propano-aria ai meccanismi di instabilità che possono causare il *wrinkling* della fiamma già nella fase laminare di propagazione prima del suo ingresso nel *duct*.

Infatti, le miscele propano-aria sono in genere più sensibili all'instabilità idrodinamica rispetto alle miscele metano-aria. È noto inoltre che miscele propano-aria ricche sono caratterizzate da numeri di Lewis inferiori ad 1 (Law & Kwon, 2004) e di conseguenza sono maggiormente sensibili alla instabilità termo-diffusiva.

Il contributo delle instabilità è stato valutato a partire dei valori delle velocità di fiamma misurati in termini del fattore adimensionale  $\eta$ , definito come segue:

$$\eta = \frac{u_F}{ES_l} \quad (6.1)$$

Dove  $u_F$  è la velocità di fiamma rispetto a un'osservatore fisso calcolata dalle misure della termocoppie nelle sezioni finali del *vessel*;  $E$  è il fattore di espansione.

In Figura 43 il fattore  $\eta$  è riportato in funzione del rapporto di equivalenza sia per metano che per propano.

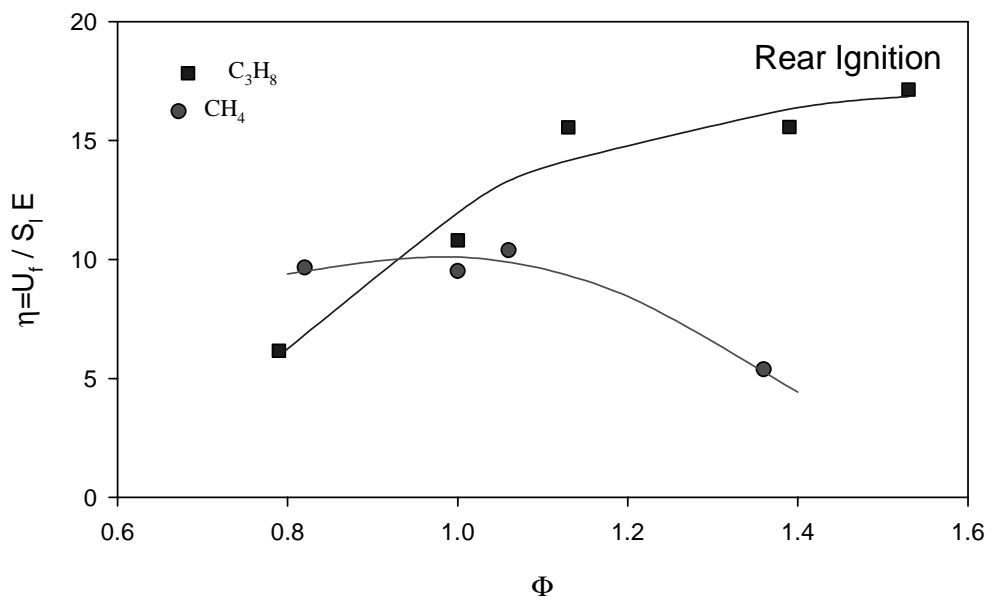
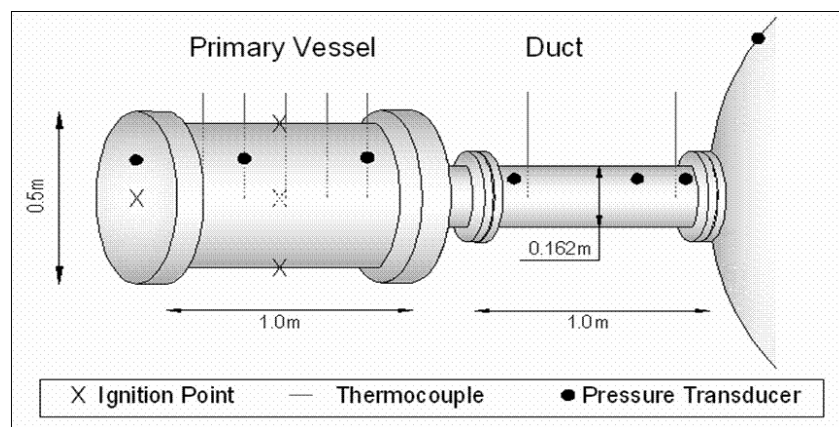


Figura 43 – Fattore di cellularizzazione ( $\eta$ ) in funzione in funzione del rapporto di equivalenza per  $C_3H_8$  e  $CH_4$ ; ignizione rear.

Si nota che in condizioni ricche  $\eta$  del propano è circa 3 volte maggiore di quello del metano suggerendo un maggiore *wrinkling* e, quindi, una cellularizzazione con conseguente accelerazione della fiamma.

#### *Effetto della posizione dell'ignizione*

L'effetto della posizione dell'ignizione è stato valutato posizionando la *spark* di volta in volta in due posizioni diverse lungo l'asse geometrico del sistema. Per l'ignizione *rear* la *spark* è stata posizionata nella posizione più lontana dal *vent*, e per quella *central* nel centro geometrico del *vessel*. (Figura 44).



*Figura 44 – Schema del vessel con le posizioni del punto di ignizione*

In Figura 45 è mostrato l'andamento del picco massimo di pressione nel *vessel* in funzione di  $\Phi$  per  $\text{CH}_4$  e per  $\text{C}_3\text{H}_8$ .



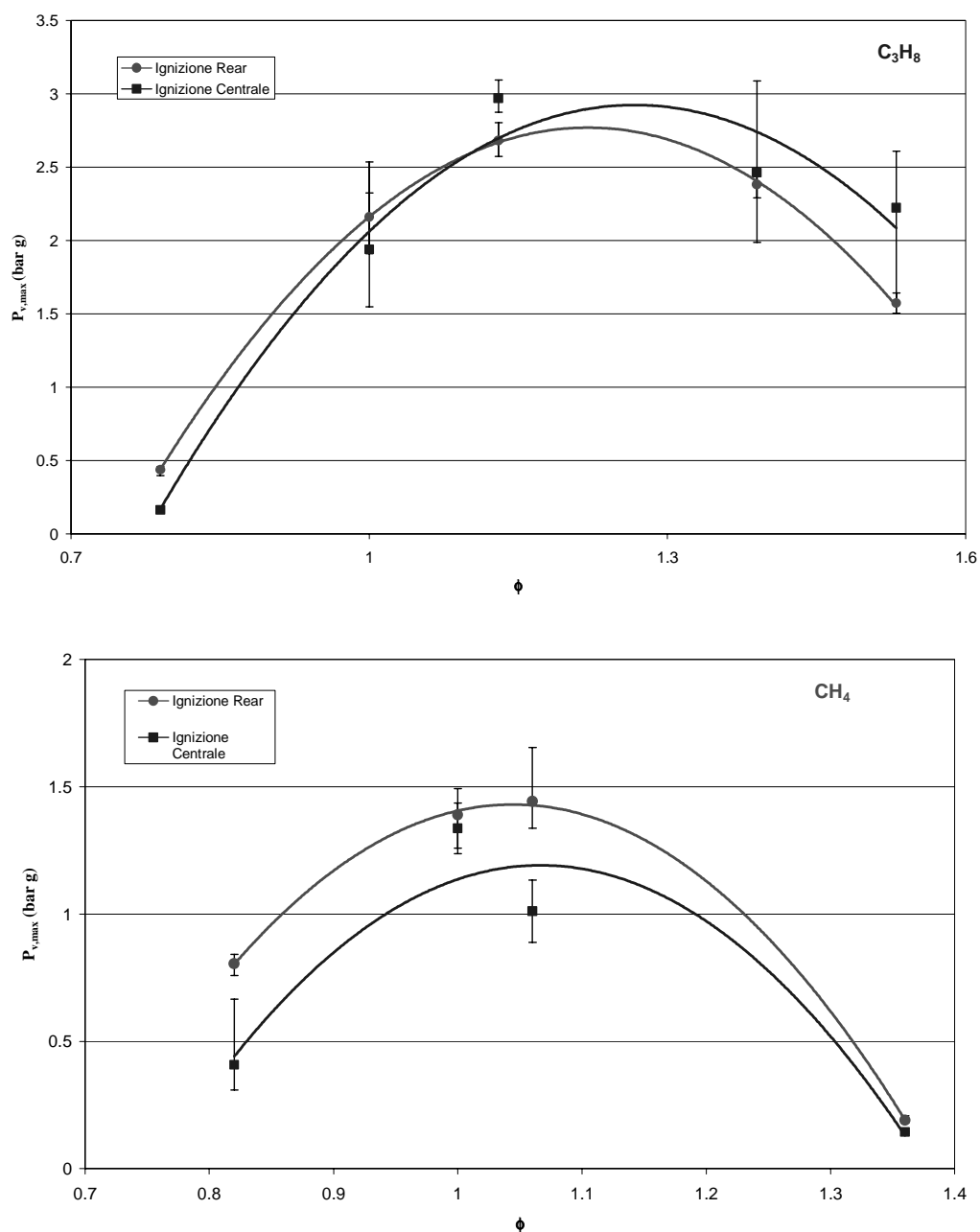


Figura 45– Pressione massima nel vessel in funzione del rapporto di equivalenza al variare del punto di ignizione.

I valori delle pressioni massime nel vessel per le due posizioni dell'ignizione indicano che nel caso del metano è sufficientemente chiaro che la posizione *rear* è quella che dà luogo ai valori maggiori di  $P_{v,max}$ . Nel caso di miscele propano-aria la situazione non è altrettanto definita in quanto non è possibile separare nettamente le due curve. In particolare i valori di  $P_{v,max}$  relativi a ignizione

*central* per miscele ricche propano-aria sono comparabili - se non superiori - con quelli relativi a ignizione *rear*.

Nella sezione dedicata alla fenomenologia (Paragrafo 1.3) si era discussa la contraddittorietà delle conclusioni di letteratura in merito all'effetto della posizione dell'ignizione. In particolare si era evidenziato come i dati di laboratorio di Ponizy e Leyer (1999b) indicassero la posizione *central* come quella più pericolosa e come, d'altra parte, i risultati di scala maggiore di DeGood e Chatrathi (1991) giungessero a conclusioni opposte.

I nostri dati sembrano porsi in una posizione intermedia: in Tabella 15 viene schematizzata la situazione presentata in letteratura comprendendo i nostri dati.

L'analisi della tabella sembra suggerire l'importanza del fattore di scala nella determinazione della posizione peggiore per l'ignizione.

*Tabella 15 – Caratteristiche geometriche e punto di agnizione dei dati di letteratura*

	V (m <sup>3</sup> )	$\Gamma = A_v/V^{2/3}$	Dt/D	L/D	Fuel	Caso peggiore
Ponizy e Leyer (1999b)	0.0036	0.04	0.3	3.8	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	Central
Leeds data	0.2	0.06	0.32	2	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> e CH <sub>4</sub>	central-rear
DeGood e Chatrathi	2.3	0.3	0.8	2.3	C <sub>3</sub> H <sub>8</sub>	Rear

## 6.2 Simulazioni numeriche

I risultati sperimentali ottenuti sono stati riprodotti con il modello sviluppato. A tale scopo nessun parametro, né numerico né di modello, è stato variato rispetto alle simulazioni condotte per i dati di scala di laboratorio.

I risultati numerici sono stati previamente confrontati con i dati sperimentali per verificare l'adeguatezza del modello a descrivere il comportamento anche su una scala di 2 ordini di grandezza superiore.

*Valutazione del modello sui risultati di scala pilota*

In Tabella 16 sono riportate le condizioni delle prove sperimentali che sono state riprodotte tramite il modello.

Tabella 16 – Condizioni simulazioni.  $V=200\text{ l}$ ,  $C_3H_8$ /aria.

RUN	$\Phi$	Posizione di ignizione
A1	0.79	rear
A2	1.0	rear
A3	1.39	rear
A4	0.79	central
A5	1.0	central
A6	1.39	central

In Figura 46 è riportato l'andamento temporale di pressione nel *vessel* come calcolato dal modello ed ottenuto dalle simulazioni.

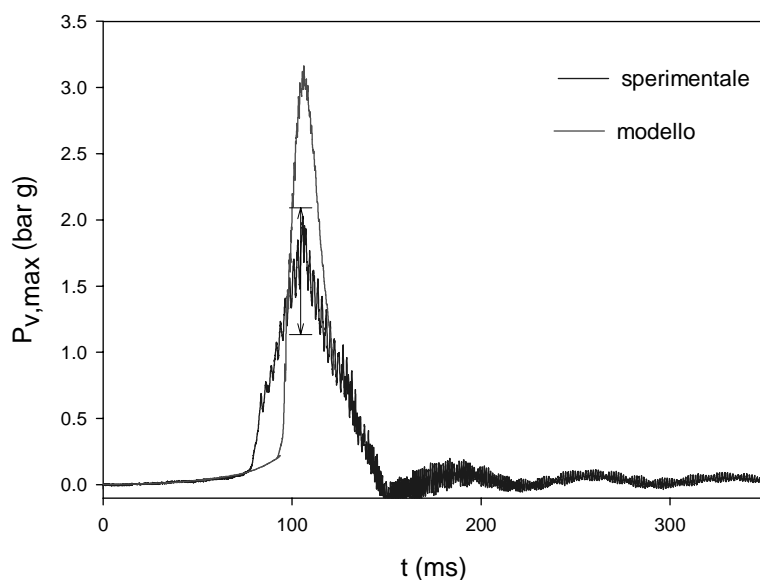


Figura 46 – Confronto andamento della pressione nel *vessel*,  $C_3H_8$  ( $\Phi = 1$ ), ignizione rear

Nelle figure seguenti sono riportati gli andamenti della pressione nel *vessel* in funzione di  $\Phi$  come ottenuto per il propano in posizione centrale (Figura 47) e in posizione rear (Figura 48).

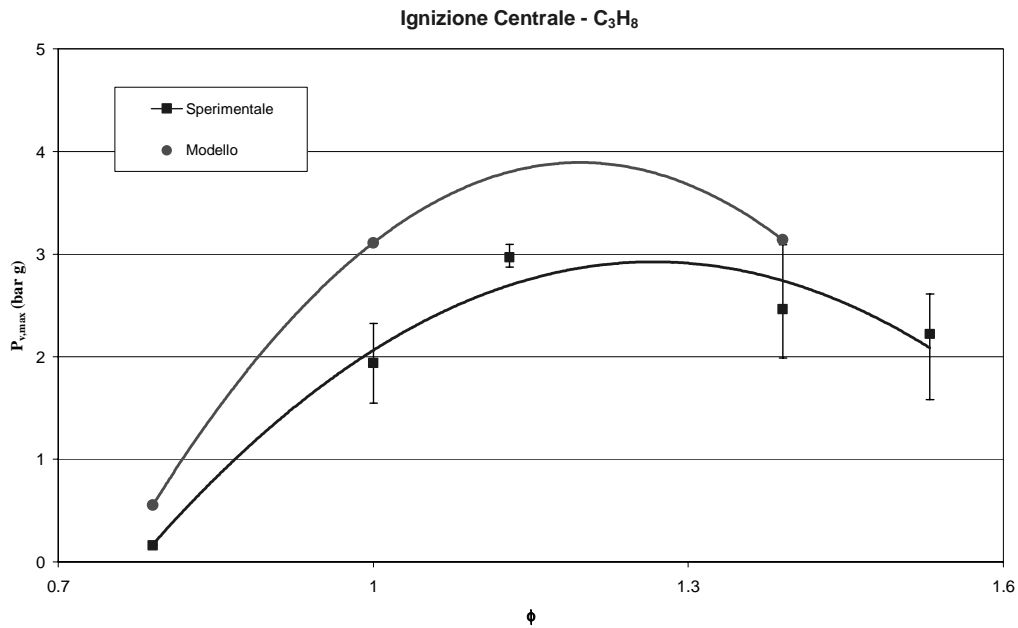


Figura 47 – Pressione massima nel vessel in funzione del rapporto di equivalenza come ottenuto dalle prove sperimentali e di modello. Ignizione centrale, propano.

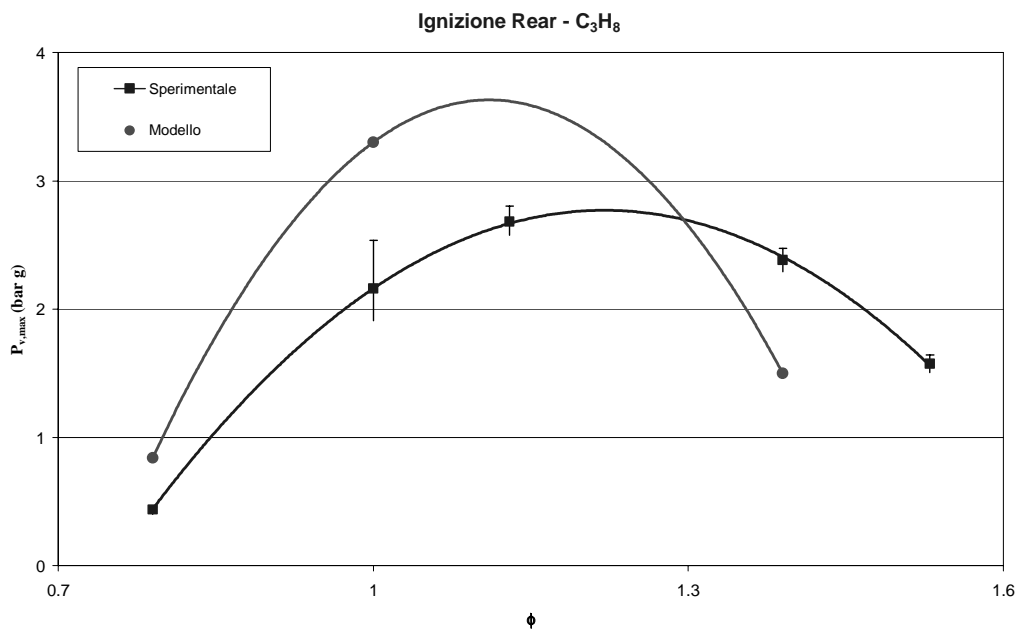
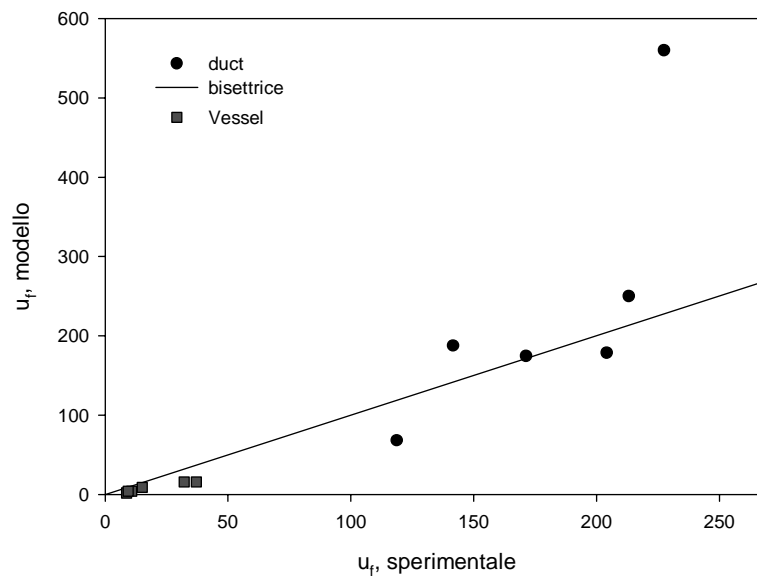


Figura 48 – Pressione massima nel vessel in funzione del rapporto di equivalenza come ottenuto dalle prove sperimentali e di modello. Ignizione rear, propano.

Si può notare che le previsioni del modello sono sempre maggiori di quelle sperimentali.

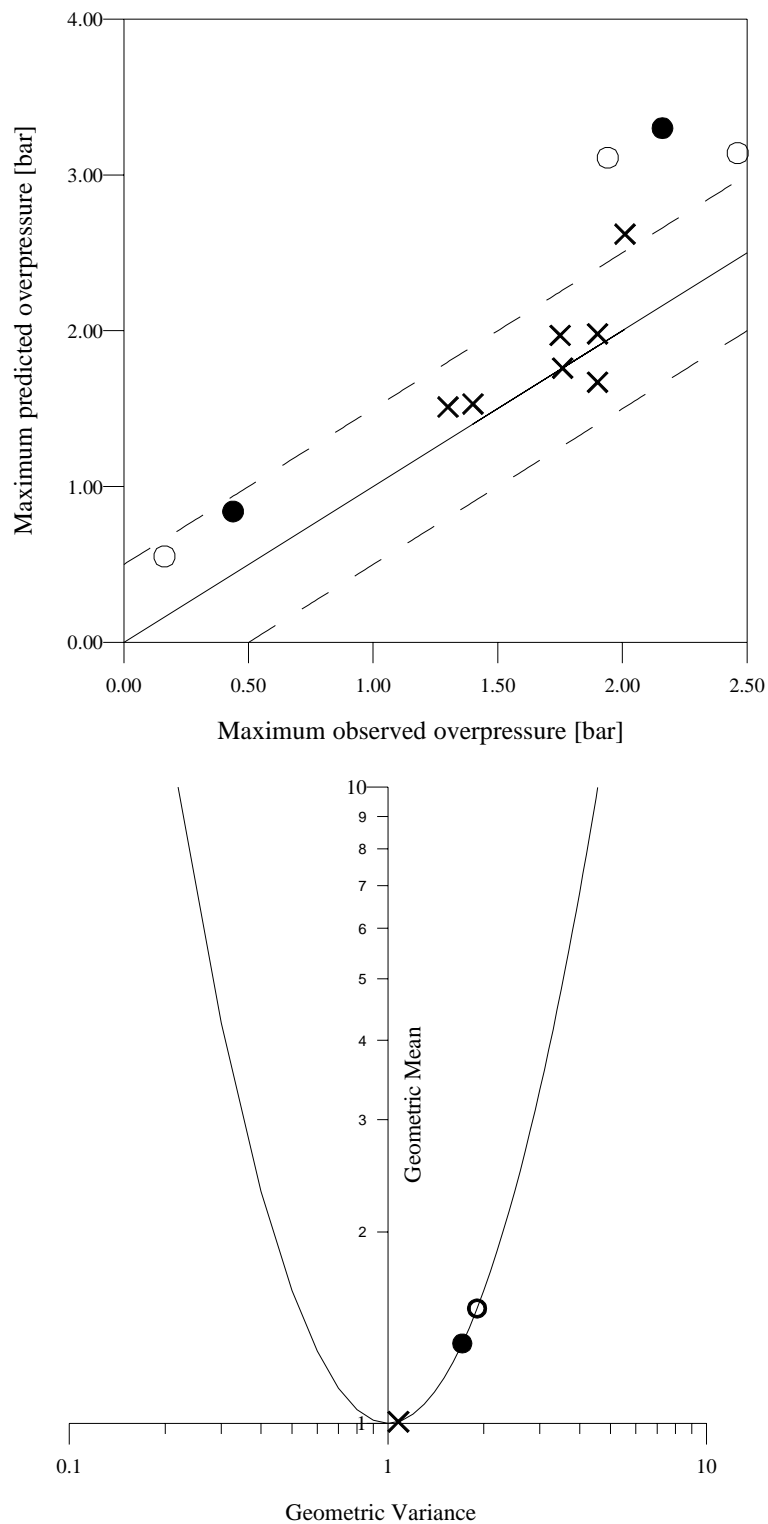
Un ulteriore confronto è stato condotto in termini di velocità medie calcolate nel condotto e nel vessel. Nella figura seguente è riportato il valore della velocità media di fiamma sia nel vessel e nel

condotto di modello contro quella sperimentale. Si nota che a parte un valore l'accordo è abbastanza soddisfacente ( $R^2 \approx 0.7$ ).



*Figura 49 – confronto delle velocità medie di fiamma nel vessel e nel condotto.*

Nella figura seguente è riportata una valutazione statistica dei risultati del modello ottenuta come descritta nel caso dei risultati di scala di laboratorio, in accordo con il Protocollo MEGGE (1997) della Comunità Europea (Figura 50). Si nota che l'accordo è peggiore di quello ottenuto con i risultati di scala da laboratorio ma che tuttavia l'errore è ancora nei limiti.



*Figura 50 - Confronto tra i risultati sperimentali e quelli di modello  
( $\times$  = Scala Laboratori;  $\bullet$  = Pilota, propano, rear;  $\circ$  = Pilota, propano, centrale)*

E' importante qui sottolineare che la valutazione dei modelli CFD impiegati in ambito ingegneristico non andrebbe condotta in termini della pura previsione di valori sperimentalmente osservati. L'impiego di tali modelli, ovviamente entro certi limiti di errore, trova piuttosto

significato nella riproduzione dei *trend* osservati e nella loro interpretazione.

Il generale buon accordo con i risultati sperimentali ha consentito di condurre prove numeriche per indagare sui meccanismi che influenzano l'esplosione sull'apparecchiatura realizzata così come fatto per la scala di laboratorio.

#### *Ruolo dei burn-up (combustione nel duct)*

Nel capitolo dedicato ai risultati di scala di laboratorio si è dimostrato che il meccanismo predominante nella generazione di picchi elevati di pressione è il *burn-up* (ovvero la violenta combustione nel *duct*) attraverso il blocco della portata di efflusso dal recipiente verso il condotto.

Questo risultato è stato ottenuto conducendo simulazioni *ad hoc* eliminando un meccanismo alla volta (Tabella 8).

Nel caso di risultati di scala pilota, analogamente a quanto fatto per i risultati di scala di laboratorio, sono state condotte simulazioni *ad hoc* condotte per valutare il ruolo dei singoli meccanismi.

A partire dal caso base, sono state dunque condotte simulazioni in assenza di condotto (RUN 2L), in assenza di reazione nel condotto (RUN 3L) e assumendo che la propagazione della fiamma nel *vessel* al momento del *burn-up* sia puramente laminare (*Laminar\_L*).

*Tabella 17 – Simulazioni.  $C_3H_8$  ( $\Phi = 1$ ), ignizione rear.*

RUN 1L	Caso base – Presenza di condotto
RUN 2L	Assenza di <i>duct</i>
RUN 3L	Assenza di reazione nel <i>duct</i>
Laminar_L	Velocità laminare di fiamma nel <i>vessel</i>
RUN 4L	Assenza di reazione nel <i>vessel</i> dopo il <i>burn-up</i>

In Figura 51 è riportato l'andamento della pressione in funzione del tempo per il caso base (RUN 1L) e quella ottenuta eliminando artificialmente l'aumento di velocità di combustione nel

vessel legato alla turbolenza (*Laminar L*).

Sono inoltre riportati gli andamenti della pressione in assenza del *duct* (RUN 2L) e in presenza del *duct* avendo però artificialmente soppresso la combustione in esso (RUN 3L).

Analogamente a quanto ottenuto nel caso di scala di laboratorio, si evince che la presenza del condotto ha un effetto significativo sul picco di pressione solo se avviene il *burn-up* che dunque è confermato essere il meccanismo chiave nella generazione di sovra-pressioni in configurazioni ventate e convogliate.

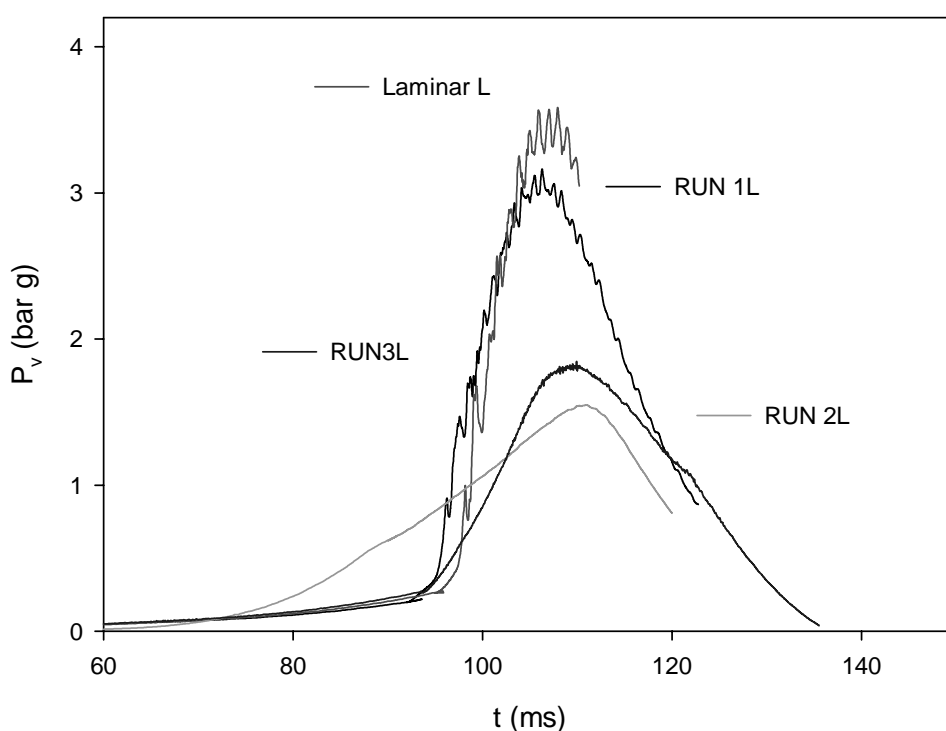


Figura 51 – Pressione nel vessel vs. tempo per le simulazioni di Tabella 17

Le curve di pressione ottenute sono state confrontate allo scopo di valutare quale effetto del burn-up (*enhancement* della combustione o inibizione del *venting*) abbia un peso decisivo.

*Enhancement acustico della combustione* - Si è in precedenza detto che su scale maggiori di quelle di laboratorio non è lecito escludere a priori che i meccanismi di interazione tra fiamma e onde di pressione possano essere responsabili di notevoli intensità di combustione.

A tal proposito va detto che l'analisi delle componenti di elevata frequenza della pressione non ha



evidenziato situazioni nelle quali si sia verificata la crescita esponenziale dell'ampiezza delle oscillazioni. Questo quadro fenomenologico porta a escludere il verificarsi di un *enhancement* acustico della combustione (Tamanini e Chaffee, 1992).

D'altra parte il modello sviluppato non risolve la struttura di fiamma e pertanto non è in grado di prevedere un incremento della velocità di combustione legato all'interazione fiamma-onde di pressione. Il fatto che le curve di modello producano pressioni massime elevate (che come visto anzi sovrastimano quelle sperimentali) induce a pensare che il meccanismo di *enhancement* acustico non abbia particolare peso.

*Turbulization* - Confrontando le curve RUN 1L e Laminar L risulta che il contributo dovuto al cambiamento di regime di combustione è modesto in quanto le due curve presentano una  $P_{v,max}$  non molto diversa. Addirittura a causa dei fenomeni di *quenching* connessi a livelli di turbolenza eccessivi, si nota che il picco di pressione è più elevato in assenza di turbolenza.

*Effetti meccanici legati al burn-up*- Confrontando le curve RUN 1L e RUN 3L risulta che la combustione nel *duct* ha un'importanza fondamentale in quanto, una volta soppressa (tracciato RUN 3L), la pressione massima raggiunta non è significativamente diversa a quella calcolata in assenza del *duct*.

Si può dunque affermare che, almeno nelle condizioni sperimentali a cui si è fatto riferimento, gli effetti meccanici legati alla combustione nel *duct* - *burn-up*, riduzione del  $\Delta P$  e propagazione di onde di pressione- rivestano un ruolo cruciale sulla pressione massima raggiunta nel corso dell'esplosione.

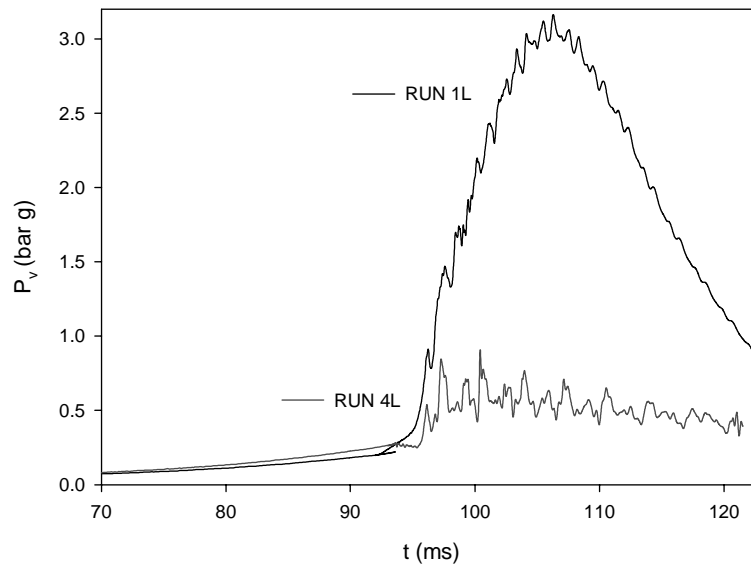
L'effetto meccanico consiste nell'influenzare la portata di efflusso. Tuttavia su scala pilota è possibile identificare un altro meccanismo legato alla pre-compressione della miscela presente nel *vessel*.

L'aumento di pressione nel *duct* genera l' annullamento/riduzione della portata di efflusso facendo

sì che la combustione della miscela *unburnt* residua nel *vessel* proceda come in un recipiente isolato, come descritto anche per la scala di laboratorio in Capitolo 3.

La pre-compressione causa un incremento della pressione nel recipiente e di conseguenza a seguito del *burn-up* la combustione nel *vessel* proceda a partire da una condizione iniziale di pressione più elevata.

Allo scopo di valutare l'entità delle onde di pre-compressione abbiamo condotto una simulazione numerica annullando la combustione nel *vessel* principale al momento del *burn-up*: l'incremento di pressione da questo istante è generato solo dalla pre-compressione.



*Figura 52 – Pressione nel vessel vs. tempo per le simulazioni di Tabella 17*

In Figura 52 è riportato l'andamento della pressione nel *vessel* in funzione del tempo per il caso base(RUN 1L) e per il caso RUN 4L. Si nota che pur non avvenendo la combustione nel recipiente a partire da  $t > 95$  ms, la pressione nel recipiente aumenta ed è caratterizzata dalla propagazione di onde in fase con quelle nel condotto. Questo incremento della pressione dà conto dell'effetto meccanico generato dal *burn-up* e legato all'incremento della pressione nel recipiente.

### 6.3 Discussione e conclusioni sui risultati su scala pilota

In Figura 53 è riportata la pressione massima raggiunta nel *vessel* ( $P_{v,max}$ ) in funzione di quella raggiunta nelle sezioni iniziali del condotto ( $P_{d,max}$ ) per tutti i risultati ottenuti sia di scala di laboratorio (Ponizy & Leyer) che di scala pilota (Leeds data).

I dati di Ponizy & Leyer si posizionano tutti al di sotto di quelli del caso di scala pilota (Leeds data), suggerendo che in questo caso a parità di pressione raggiunta nel condotto, l'effetto sul *vessel* è minore. Il rapporto delle due rette di regressione (dati di Leeds e di Ponizy & Leyer) rappresentate in Figura 53 è pari a circa 1.8 e corrisponde al rapporto lunghezza / diametro del vessel ( $L/D$ ) nelle due configurazioni (Tabella 13). Moltiplicando i dati di scala di laboratorio per  $L/D = 1.8$  si ottiene che tali punti sono ben regrediti dalle rette valide per i risultati di scala pilota (Figura 54).

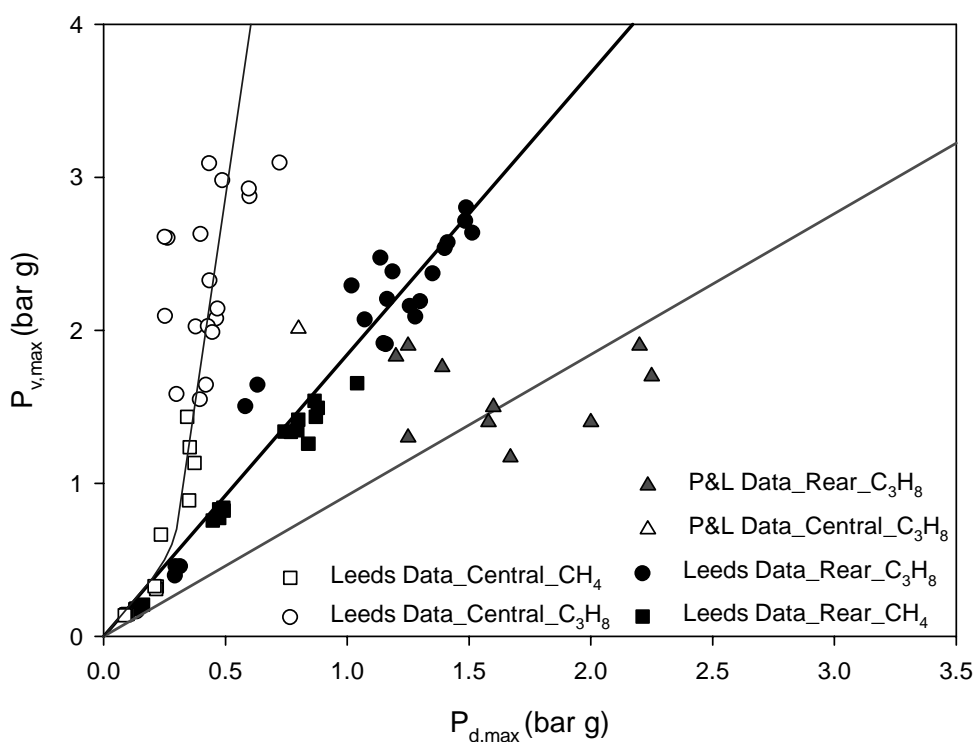


Figura 53 – Pressione massima nel vessel in funzione di quella nel condotto.

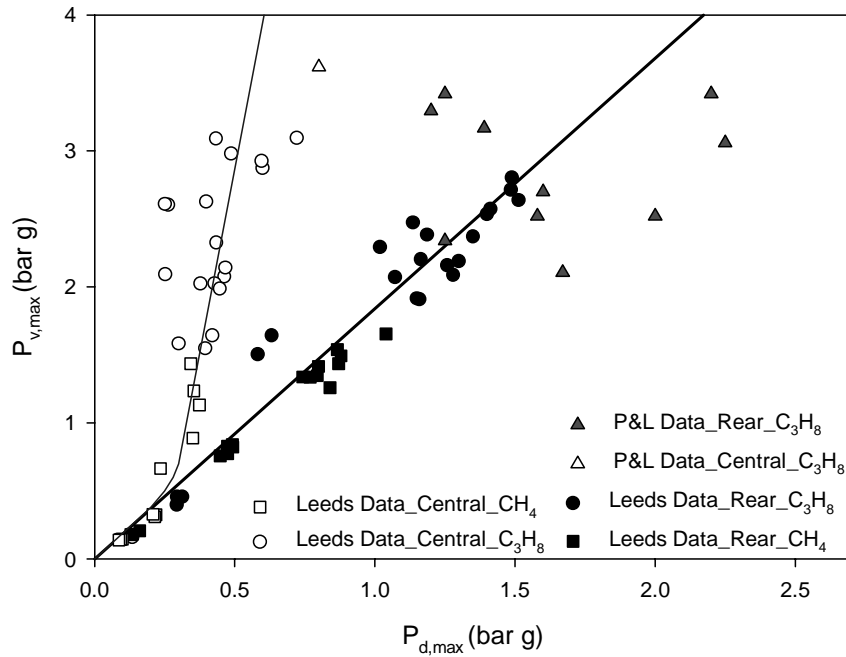


Figura 54 – Pressione massima nel vessel in funzione di quella nel condotto – Dati di Ponizy & Leyer scalati.

Questo risultato suggerisce che in presenza del condotto esiste un parametro geometrico (quale appunto  $L/D$  del recipiente) oltre al parametro di *vent* ( $\Gamma$ ) riscontrato nelle configurazioni di *venting* non convogliato che influenza significativamente l'evoluzione della pressione nel recipiente.

Vale pertanto la seguente correlazione:

$$K_{scale} = \frac{D}{L} P_{V,max} \Big|_{Pilot} = \frac{D}{L} P_{V,max} \Big|_{lab} \quad (6.2)$$

Il rapporto  $L/D$  influenza direttamente la quantità residua di gas incombusti presenti nel *vessel* al momento del *burn-up*. Infatti quanto maggiore è  $L/D$  tanto più bassa è la quantità residua di incombusti. A dimostrazione di ciò nelle figure seguenti sono riportate le mappe di frazione di propano nel *vessel* nella scala di laboratorio (Figura 55) e pilota (Figura 56).

Confrontando le quantità di incombusti presenti nel *vessel* in corrispondenza dell'ingresso della fiamma nel *duct*, si nota che la percentuale di incombusti presenti nel *vessel* pilota è pari a circa 49% e quindi meno di 2 volte quella residua nel *vessel* di laboratorio (25%). Ciò porta a concludere

che la quantità residua di incombusti dipende dal rapporto L/D del *vessel* che in questo caso è pari a 1.8.

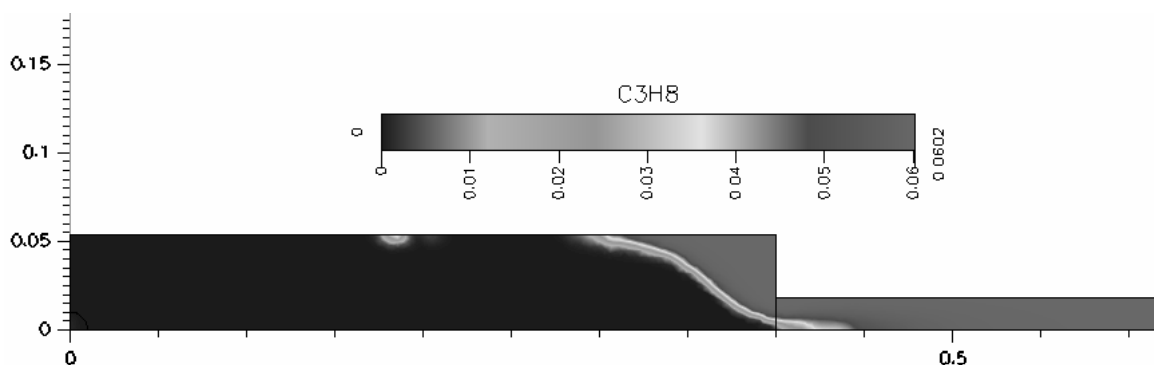


Figura 55 - Mappa di frazione di  $C_3H_8$  nel vessel. Configurazione laboratorio.

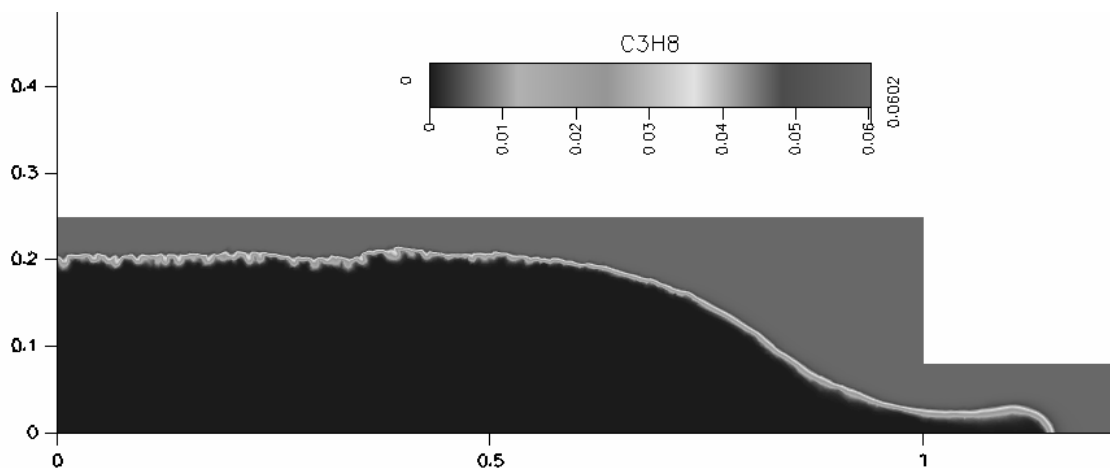


Figura 56 – Mappa di frazione di  $C_3H_8$  nel vessel. Configurazione pilota.

Dall'analisi dei risultati di Figura 54 si nota anche che il caso *rear* e il caso centrale presentano significative differenze. Più precisamente, nel caso di ignizione centrale si nota che esiste una sorta di *light-off* del fenomeno: se la pressione nel condotto raggiunge un valore minimo, c'è il raggiungimento di un picco di pressione il cui valore non dipende dal valore della pressione di *burn-up*.

Viceversa, si nota che nel caso *rear* c'è una dipendenza lineare del picco di pressione nel vessel da quello nel condotto: all'aumentare della pressione nel condotto, aumenta la pressione nel vessel.

Nel caso di ignizione centrale dunque c'è un comportamento del tipo *on-off* dal momento che se il *burn-up* avviene allora si attiva una combustione nel recipiente tale da generare elevati picchi di pressione il cui valore non dipende dal picco nel condotto ma piuttosto dal procedere della combustione nel *vessel*.

Il picco finale di pressione nel *vessel*, pertanto, dipenderà dalle condizioni in cui avviene la combustione nel *vessel*. Infatti, nel caso del più reattivo propano il picco di pressione è più elevato di quello ottenuto nel caso di metano (Figura 54) a parità di pressione nel *duct*.

Viceversa, nel caso di ignizione *rear*, esiste una stretta quantitativa relazione tra picco di pressione di *burn-up* e picco di pressione nel *vessel*.

Molkov (2002) ha proposto per sistemi ventati non convogliati una correlazione in cui il picco di pressione nel *vessel* può essere calcolato nel seguente modo:

$$P_{v,max} = P_i (\Pi + 1) \quad (6.3)$$

Dove  $P_i$  è il contributo legato alla pressione alla quale parte la combustione, e  $\Pi$  è il contributo legato alla competizione tra la combustione e l'efflusso espressa in funzione delle caratteristiche geometriche del *vent* e di reattività della miscela.

Le differenze qualitative oltre che quantitative riscontrate tra ignizione *rear* e centrale sono da imputare ai meccanismi che controllano il procedere della combustione nel *vessel*.

Nel caso *rear* abbiamo visto che per tutti i dati sperimentali ottenuti ( $C_3H_8$ ,  $CH_4$ , scala pilota, scala di laboratorio) vale la seguente relazione:

$$P_{v,max} = k_r P_{d,max} \quad (6.4)$$

dove  $k_r$  è una costante ed è la pendenza della retta di Figura 54

Confrontando la (7.3) con la relazione di Molkov (7.2) è possibile dedurre che l'effetto della pressione nel condotto è quello di incrementare sostanzialmente la  $P_i$ . Invece, la competizione tra combustione e *venting* non è il fenomeno *controllante* la risalita di pressione. Quindi, il *burn-up* nel

caso *rear* influenza il picco nel *vessel* attraverso l' effetto meccanico di pre-compressione piuttosto che attraverso la riduzione della portata di *vent*.

Nel caso di ignizione centrale i dati suggeriscono che la correlazione del picco di pressione è con la reattività della miscela e della sua competizione con il *venting* piuttosto che con la pressione esterna. Di conseguenza è possibile ritenere che valga la seguente relazione:

$$P_{v,max} = k_c \Pi \quad (6.5)$$

Dove  $\Pi$  è di nuovo il parametro che esprime il *matching* tra velocità di efflusso e velocità di combustione (Molkov, 2002).

In base a questi risultati è possibile interpretare i controversi effetti di scala riportati in letteratura e in questa tesi di dottorato. In linea con i risultati di letteratura relativi ai sistemi ventati non convogliati emerge che anche in presenza del condotto, all'aumentare della scala dell'apparecchiatura il caso *rear* presenta pressioni nel *vessel* più elevate di quello centrale.

Confrontando le correlazioni qui identificate per la pressione massima (7.3) e (7.4) si vede che il loro rapporto è funzione della scala:

$$r = \frac{P_{v,max REAR}}{P_{v,max CENTRAL}} = \frac{k_r P_{d,max}}{k_c \Pi} \quad (6.6)$$

Infatti sia  $P_{d,max}$  che  $\Pi$  sono funzioni della scala.  $\Pi$  dipende dalla scala attraverso l'effetto delle dimensioni dell'apparecchiatura sulla turbolenza: correttamente l'analisi di Molkov prevede che l'accelerazione della combustione legata alla turbolenza aumenti all'aumentare della scala. Tuttavia si è in precedenza mostrato che - almeno per le configurazioni di *venting* convogliato studiate - l'effetto della *turbulization* sul picco di pressione nel *vessel* è sostanzialmente trascurabile.

Viceversa, ci sono diverse evidenze in letteratura di quanto la pressione generata da un'esplosione esterna - secondo un meccanismo analogo a quello di *jet ignition* - sia fortemente influenzata dalla scala (Harrison e Eyre, 1987; Catlin, 1991).

In conclusione il rapporto  $r$  è una funzione crescente della scala: all'aumentare della scala dell'apparecchiatura, aumenta la pressione massima nel *vessel* per ignizione *rear* rispetto al caso centrale.

E' interessante notare le considerazioni fin qui svolte permettono di proporre una spiegazione per l'altra apparente contraddizione nei dati di letteratura riguardanti l'effetto del diametro. In particolare si è accennato che le osservazioni di scala di laboratorio hanno evidenziato un andamento non monotono della  $P_{v,max}$  in funzione del diametro del *duct* legato alla competizione combustione-venting (Ponizy e Leyer,1999a,b). Tale andamento non ha, d'altra parte, trovato riscontro su *test* di scala di interesse industriale condotti per polveri dove la  $P_{v,max}$  è risultata monotonamente diminuire con la dimensione del *vent* (Lunn et al.,1988).

Per quanto detto in precedenza è lecito ritenere che su scale di interesse industriale la pressione massima nel *vessel* sia controllata dalla violenza dell'esplosione nel *duct* secondo una relazione del tipo (7.3) e che gli effetti di *enhancement* della combustione (che risultano esaltati da diametri di *vent* maggiori) abbiano un ruolo marginale. A tal proposito è ragionevole ritenere che l'aumento della sezione di *vent* abbia l'effetto di ridurre la velocità nella restrizione in corrispondenza delle sezioni iniziali del *duct* e dunque ridurre la velocità con la quale i gas caldi igniscono quelli freschi. Tali condizioni indurrebbero una minore violenza della esplosione secondaria ( $P_{d,max}$ ) e dunque un decremento della  $P_{v,max}$  dalla (7.3).



## CAPITOLO 7: CONCLUSIONI E PROSPETTIVE DI LAVORO FUTURO

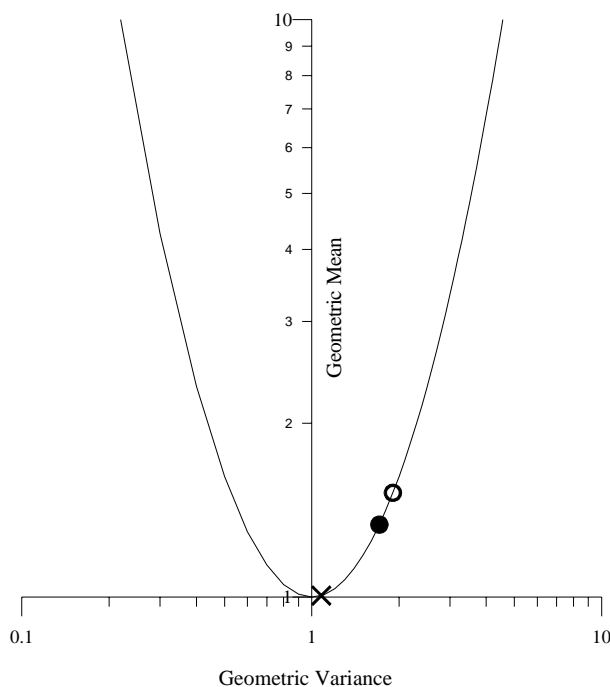
### 7.1 Conclusioni

Nella presente tesi di dottorato è stato studiato il fenomeno esplosivo che avviene in un recipiente ventato e convogliato.

Tale tesi è basata sullo studio e sulla interpretazione di risultati sperimentali su scale da laboratorio disponibili in letteratura ( $V = 3.6$  l) e pilota ottenuti presso i laboratori di Leeds ( $V = 200$  l) nell'ambito di una collaborazione con i proff. G. Andrews e E. Phylaktou.

È stato inoltre, sviluppato, validato e testato uno strumento di calcolo in grado di simulare in maniera soddisfacente l'esplosione in un' apparecchiatura di scala di laboratori e pilota ventata, convogliata.

Nella seguente figura si riporta la bontà del modello secondo il Protocollo della Comunità Europea, sia per i risultati di piccola scala (Ponizy & Leyer) che di media scala (Leeds).



Il confronto dei risultati di scala di laboratorio (Ponizy & Leyer) e pilota (LEEDS) con l'ausilio delle simulazioni numeriche CFD ha permesso di cogliere quei fenomeni che rendono la presenza del condotto deleteri sui picchi di pressione raggiunti nei *vessel* ventati e convogliati.

Tutti i meccanismi citati in letteratura sono stati valutati e sono riassunti in Figura 57.

In particolare mediante simulazioni CFD si è visto che indipendentemente dalla scala (laboratorio, pilota) il meccanismo più gravoso è quello legato *burn-up* e, cioè dell'esplosione violenta che avviene nelle sezioni iniziali del condotto. Il *burn-up* ha due effetti: effetto meccanico e quello chimico.

L'effetto meccanico è la generazione di un impulso di pressione che si propaga verso il *vessel* andando ad incrementare la pressione nel *vessel* alla quale poi avviene la combustione degli unburnt residui. Questo fenomeno non era mai stato identificato nella letteratura dei *venting* convogliati.

L'effetto chimico è legato alla generazione di un flusso di gas diretto dal condotto verso il *vessel* con due conseguenze principali. La prima è quella di annullamento/riduzione della portata di *venting* dal *vessel* al condotto (la combustione procede come in un recipiente chiuso), la seconda è quella dell'accelerazione della fiamma nel *vessel* a causa dell'immissione dei gas dal condotto al *vessel* (*turbulization*).

Il confronto dei dati sperimentali e di modello ha permesso di mettere in evidenza che il picco di pressione finale indipendentemente dalla scala, è influenzato dall'isolamento del *vessel* generato dalla inversione del flusso (annullamento portata di *venting*) piuttosto che la *turbulization*. Inoltre, si è visto che l'effetto meccanico attraverso la pre-compressione influenza in maniera significativa la pressione finale raggiunta nel *vessel* prevalentemente quando aumenta la scala dell'apparecchiatura.

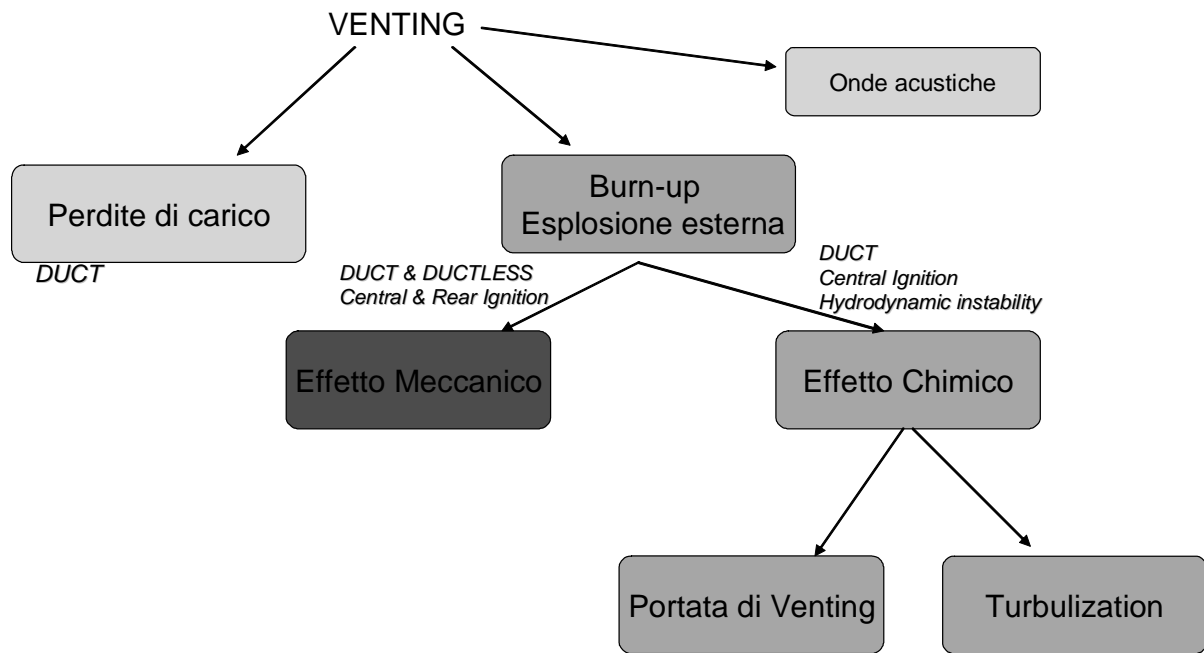


Figura 57 – Schema meccanismi coinvolti nell’esplosione in venting convogliati

E’ stato inoltre riscontrato che l’ intensità dell’ effetto meccanico dipende fortemente dalla intensità del *burn-up*: quanto più violenta è l’esplosione esterna tanto maggiore sarà la pressione nel recipiente.

Viceversa, l’intensità dell’effetto chimico ha una dipendenza on/off dal *burn-up*: se esso avviene ci sarà una annullamento/inversione del flusso e la combustione nel vessel procederà come in un recipiente chiuso indipendentemente dall’intensità del *burn-up*. Esso dipende prevalentemente dalla quantità di incombusti presenti nel *vessel* al momento del *burn-up*.

Fissato il parametro di vent ( $\Gamma = Av/V^{2/3}$ ) è stato possibile individuare un parametro di scala che rende scalabili i risultati in termini di pressione massima raggiunta nel *vessel*. Questo parametro è il rapporto  $L/D$  che dà conto della quantità di *unburnt* residui nel *vessel*.

Vale quindi la seguente relazione:

$$K_{scale} = \frac{D}{L} P_{V,max} \Big)_{Pilot} = \frac{D}{L} P_{V,max} \Big)_{lab} \quad (7.1)$$

Infine è stato trovato che il meccanismo controllante il picco di pressione nel vessel cambia a seconda del punto di ignizione. Nel caso di ignizione *rear* ciò che controlla è la pre-compressione. Viceversa, nel caso di ignizione centrale l'effetto sulla portata di efflusso è il meccanismo controllante.

Nel caso di ignizione *rear* è stata individuata una correlazione diretta tra picco di pressione nel vessel e nel condotto secondo la seguente correlazione:

$$P_{v,\max} = k_r P_{d,\max} \quad (7.2)$$

Nel caso di ignizione centrale la pressione massima dipende dalla competizione tra combustione residua e *vent* attraverso  $\Pi$  che funzione del procedere della combustione e della portata di efflusso:

$$P_{v,\max} = k_c \Pi \quad (7.3)$$

## 7.2 Prospettive di lavoro futuro

Dalle conclusioni e risultati di tesi di dottorato emerge la necessità di approfondire ulteriormente lo studio dei *venting* convogliati. Infatti se da un lato sono stati identificati i meccanismi che sottendono il fenomeno esplosivo e la loro dipendenza della scala, resta ancora da indagare sui seguenti aspetti:

- 1) *Mitigation*.
- 2) Legge di scala al variare di  $\Gamma$
- 3) Influenza della scala sulla dipendenza della pressione massima dalla pressione di apertura del vent.
- 4) Verifica ed estrapolazione delle leggi individuate

*Mitigation* significa che è necessario trovare delle tecniche in grado di sopprimere quei meccanismi che innescano il raggiungimento di picchi di pressione trovati. A tale scopo può risultare utile l'uso del modello matematico. Mediante le simulazioni infatti è possibile valutare l'efficacia di configurazioni geometriche alternative (condotti divergenti, sezioni di venting variabili...).

La *legge di scala* individuata in funzione del parametro geometrico  $L/D$  necessita di conferme su scale differenti da quelle testate anche al variare del parametro di venting ( $\Gamma = A_v V^{2/3}$ ). Ciò può essere fatto sia mediante il modello sviluppato sia mediante prove sperimentali.

Infine, resta da verificare attraverso il modello matematico sviluppato la validità ed estensione delle *correlazioni* ottenute in funzione del meccanismo controllante il procedere dell'esplosione nel recipiente per consentire la sua estrapolazione a scala industriali.

## LISTA DEI SIMBOLI

$A_f$	area di fiamma [ $m^2$ ]
$a, b$	costanti
$c_1, c_2$	costanti della funzione empirica di Abu-Orf e Cant (2000)
$c$	progress variable
$C_l$	costante dell'equazione per la velocità di reazione flamelet
$C_{EBU}$	costante dell'equazione per la velocità di combustione Eddy Break Up
$D$	diametro del vessel primario [m]
$D_t$	diametro del duct [m]
$D_T$	diffusività termica [ $m^2/s$ ]
$Da$	numero di Damkohler
$E$	rapporto di espansione della miscela
$\Delta x$	dimensione lineare della cella di calcolo [m]
$\Delta t$	ampiezza dello step elementare di calcolo temporale [s]
$\Delta P_c$	differenza tra la pressione massima e quella all'istante $t_0$ (nel vessel) [barg]
$e$	energia cinetica interna [Joule/Kg]
$f$	funzione empirica di Abu-Orf e Cant (2000)
$g$	costante dell'equazione per la velocità di reazione flamelet
$I_0$	fattore di stretching della fiamma
$Ka$	numero di Karlovitz
$l_F$	spessore laminare di fiamma [m]
$l_t$	scala integrale della turbolenza [m]
$l_k$	scala della turbolenza di Kolmogorov [m]
$L$	lunghezza del vessel primario [m]
$L_t$	lunghezza del condotto [m]
$L_y$	lunghezza caratteristica del wrinkling della fiamma nell'equazione BML [m]
$P$	pressione [bar gauge]
$P_0$	pressione nel vessel all'istante di ingresso della fiamma nel duct [bar g]
$P_v$	pressione nel vessel [bar g]
$P_d$	pressione nel duct [bar g]
$Pr$	numero di Prandtl
$Re_t$	numero di Reynolds turbolento
$Re_f$	numero di Reynolds di fiamma
$Re_{f,c}$	numero di Reynolds di fiamma critico
$S_l$	velocità laminare di fiamma rispetto ai gas non bruciati [m/s]
$S_t$	velocità turbolenta di fiamma rispetto ai gas non bruciati [m/s]
$t$	tempo [s]
$t_0$	istante di ingresso della fiamma nel duct [ms]
$T$	temperatura [K]
$u$	velocità dei gas non bruciati [m/s]
$u'$	intensità di turbolenza RMS [m/s]
$V$	volume dell'apparecchiatura primaria [ $m^3$ ]
$x$	coordinata assiale dell'apparecchiatura [m]
$Y$	frazione massica del combustibile [kg/kg]

### Simboli greci

$\alpha_F$	costante dell'equazione empirica per la velocità laminare di fiamma
$\alpha_I$	inertial relaxation factor
$\beta$	costante dell'equazione empirica per la velocità laminare di fiamma
$\delta$	spessore laminare di fiamma [m]
$\varepsilon$	velocità di dissipazione dell'energia cinetica turbolenta [ $m^2/s^3$ ]
$\eta$	fattore di incremento della velocità di combustione dovuto alle instabilità della fiamma
$\kappa$	energia cinetica turbolenta [ $m^2/s^2$ ]
$\nu$	viscosità cinematica [ $m^2/s$ ]
$\chi$	fattore di incremento della velocità di combustione dovuto al wrinkling turbolento
$\rho$	densità [ $kg/m^3$ ]
$\sigma_y$	costante dell'equazione per la velocità di reazione flamelet

$\tau$	rapporto tra le temperature dei gas bruciati e non bruciati
$\varphi$	generica variabile scalare
$\Sigma$	area di fiamma per unità di volume [ $\text{m}^2/\text{m}^3$ ]
$\omega$	velocità di combustione [ $\text{kg}/(\text{s}\cdot\text{m}^3)$ ]

#### *Pedici*

b	riferito alle condizioni di miscela bruciata
cell	riferito alla generica cella di calcolo
F	riferito alla fiamma
inlet	riferito alle condizioni di ingresso della fiamma nella tubazione
i	direzione coordinata generica nelle equazioni di bilancio
j	direzione coordinata generica nelle equazioni di bilancio
<i>l</i>	riferito a condizioni di flusso laminari
max	valore massimo
o	riferito a condizioni di fiamma laminare non deformata
0	riferito all'istante in cui la fiamma entra nel duct
outlet	riferito alle condizioni di uscita della fiamma dalla tubazione
t	riferito al duct
u	riferito ai gas non bruciati

#### *Apici*

-	media di Reynolds
~	media di Favre
~	fluttuazioni delle variabili rispetto alla media di Favre

#### *Abbreviazioni*

BML	Bray Moss Libby (model)
CFD	Computational Fluid Dynamic
CFL	Courant Friederich Levy
2D, 3D	bidimensionale e tridimensionale
RANS	Reynolds Averaged Navier Stokes (equations)
LES	Large Eddy Simulation
DNS	Direct Numerical Simulation

## RIFERIMENTI BIBLIOGRAFICI

1. Abu-Orf G.M., Cant R.S., *A Turbulent Reaction Rate Model for Premixed Turbulent Combustion in Spark-Ignition Engines*, Combustion and Flame, Vol. 122, 2000, pp. 233-252.
2. Abdel-Gayed R.G., Bradley D., Hamid M.N. and Lawes M., Lewis number effects on turbulent burning velocity, *Twentieth Symposium (International) on Combustion*, The Combustion Institute, Pittsburgh, 1984, 505-511.
3. Bartknecht W., *Explosions, Course Prevention Protection*, Springer-Verlag, Berlin, 1981.
4. Benedict, R.P., Carlucci, N.A., Swets, S.D. (1966) Flow losses in abrupt enlargements and contractions. J. Eng. Power, Trans. ASME, 88, 73.
5. Bird R.B, Stewart W.E., Lightfoot E.N., Transport phenomena, 1960, John Wiley and Sons.
6. Birkby P., Cant R.S., Savill A.M., *The application of a laminar flamelet model to confined explosion hazards*, Flow, Turbulence and Combustion, Vol.63, 1999, pp. 361-377.
7. Bjerketvedt D., Bakke J.R., Van Wingerden K., Gas Explosion Handbook, Journal of Hazardous Materials, 52, 1997, 1-150.
8. Bouhard, F., Veyssiere, B. and Leyer, J., *Explosion in a vented vessel connected to a duct*, Progress in Astronautics and Aeronautics, 134, 1991, p. 85.
9. Bradley D., Mitcheson A., The venting of gaseous explosions in spherical vessels. I - Theory, Combustion and Flame, 32, 1978a, 221-236.
10. Bradley D., Mitcheson A., The venting of gaseous explosions in spherical vessels. II - Theory and Experiment, Combustion and Flame, 32, 1978b, 237-255.
11. Bray, K.N.C. and Libby P.A., *Recent developments in the BML model of premixed turbulent combustion*, in Turbulent Reacting Flows, Libby P.A., Williams F. Editors, Academic Press, 1994.
12. Catlin C.A., Scale effects on the external combustion caused by venting of a confined explosion, Combustion and Flame, 83, 1991, 399-411.
13. CFD-ACE+, CFD Research Corporation, AL (USA), [www.cfdrc.com](http://www.cfdrc.com).
14. Chippett S., *Modelling of vented deflagrations*, Combustion and Flame, 55, 1984, 127-140.
15. Cooper M.G., Fairweather M., Tite J.P., On the mechanisms of pressure generation in vented explosions, Combustion and Flame, 65, 1986, 1-14.
16. Cubbage P.A., Marshall M.R., *Pressures generated in combustion chambers by the ignition of air-gas mixtures*, IChemE Symposium Series, 33, 1972, 24-31.



17. De Good R., Chatrathi K., *Comparative analysis of test work studying factors influencing pressures developed in vented deflagrations*, Journal of Loss Prevention in The Process Industries, vol.4, 1991, 297.
18. Ferziger J.H., Peric M., *Computational methods for fluid dynamics*, Springer ,2002.
19. Gardner C.L., *Turbulent combustion in obstacle accelerated gas explosions- the influence of scale*, PhD Thesis, University of Leeds, 1998.
20. Harris R.J., *The investigation and control of gas explosions in buildings and heating plant*, British gas, 1983.
21. Harrison A.J., Eyre J.A., *"External explosions" as a result of explosion venting*, Combustion Science and Technology, 52, 1987, 91-106.
22. Hey M., *Pressure relief of dust explosions through large diameter ducts and effect of changing the position of ignition source*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol. 4, 1991, 217-222.
23. Herath P., *Closed vessel explosions: the influence of baffles*, PhD Thesis, University of Leeds, 1986.
24. Hirsch C., *Numerical computation of internal and external flows*, Volume 1: Fundamentals of numerical discretization, John Wiley and Sons, 1988.
25. Iida N., Kawaguchi O., Takeshi S., *Premixed flame propagating into a narrow channel at a high speed, Part 1: Flame behaviors in the channel*, Combustion and Flame 60, 1985, 245-255.
26. Jones W.P., Launder B.E., *The prediction of laminarization with a 2-equation model of turbulence*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 15, 1972, 301.
27. Kordylewski W., Wach J., *Influence of Ducting on Explosion Pressure*, *Combustion and Flame* 66, 1986, 77-79.
28. Kordylewski W., Wach J., *Influence of ducting on explosion pressure: small scale experiments*, Combustion and Flame, Vol. 71, 1988, pp. 51-6.
29. Lee J.H.S., Guirao C.M., *Pressure development in closed and vented vessels*, Plant/Operations Progress, 1, 2, 1982, 75-85.
30. Lea C.J., *A review of the state of the art in gas explosion modeling*, Health and Safety Laboratories, 2002.
31. Libby P.A., Williams F.A., *Turbulent reacting flows*, Academic Press, 1994.
32. Lindstedt R. P., Vaos E.M., *Modelling of premixed turbulent flames with second order moment methods*, Combustion and Flames, 116, 1999, 461-485.

33. Lunn G., Crowhurst D., Hey M., *The effect of vent ducts on the reduced explosion pressures of vented dust explosions*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol.1, 1988, pp 182-196.
34. Mc Cann D.P.G., Thomas G.O., Edwards D.H., *Gasdynamics of vented explosions Part I: Experimental studies*, Combustion and Flame, Vol.59, 1985, pp. 233-250.
35. Molkov V.V., *Theoretical generalization of international experimental data on vented explosion dynamics*, 1st International Seminar on Fire and Explosion Hazard of Substances and Venting of Deflagrations, Moscow, 1995, 166-181.
36. Molkov V.V., *Venting of deflagrations: dynamic of the process in systems with a duct and receiver*, Proceedings of the Fourth International Symposium on Fire Safety Science, 1994, pp. 1245-1254.
37. Molkov V.V., Baratov A.N., Korolchenko A.Ya., *Dynamics of gas explosions in vented vessels: a critical review and progress*, Progress in Astronautics and Aeronautics, Vol.154, 1993, pp.117-131.
38. Molkov V.V., Dobashi R., Suzuki M., Hirano T., *Venting of deflagrations: hydrocarbon-air and hydrogen-air systems*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol.13, 2000, pp.397-409.
39. Molkov V.V., *Unified Correlations for Vent Sizing of Enclosures at Atmospheric and Elevated Pressure*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, 14, 2001, 567-574.
40. Molkov V.V., Nekrasov V.P., Baratov A.N., Lesnyak S. A., *Turbulent gas combustion in an unsealed vessel*, Combustion, Explosions and Shock waves (già Fizika Goreniya i Vzryva) 20, 1984, 149-153.
41. Medvedev, S.P., Polenov, A.N., Khomik, S.V. and Gelfand, B.E., *Initiation of upstream directed detonations induced by the venting of gaseous explosions*, 25<sup>th</sup> Symposium (International) on Combustion, 1994, pp. 73-78.
42. MEGGE, *Model Evaluation Group for Gas Explosion*; Gas Explosion Model Evaluation Protocol, European Community, 1997.
43. Morton K.W., Mayers D.F., *Numerical solutions of partial differential equations*, Cambridge University Press, 1994.
44. Naamansen P., Baraldi D., Hjertager B., Solberg T., Cant R.S., *Solution adaptive CFD simulation of premixed flame propagation over various solid obstructions*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol.13, 2000, pp. 397-409.
45. NFPA 68, *Guide for Venting of Deflagration*, National Fire Protection Association, Quincy, 2002.

46. Oran E.S., Boris J.P., Numerical Simulation of Reactive Flow, Elsevier, New York, 1993.
47. Patel S.N.D.H., Ibrahim S.S., Yehia M.A., *Flamelet surface density modelling of turbulent deflagrating flames in vented explosions*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol.16, 2003, pp. 451-455.
48. Peters, N., *Turbulent Combustion*, Cambridge University Press, 2000.
49. Perry R.H., Green D., Perry's Chemical Engineers' Handbook, McGraw-Hill Int. Ed., 1984.
50. Phylaktou H., Andrews G.E., *Application of turbulent combustion models to explosion scaling*, Trans IChemE, Vol.73, PartB, 1995, pp. 3-10.
51. Pineau J., Giltair M., Dangreux J., *Propagation d'explosions de poussières dans les canalisations*, Cahiers de Notes Documentaires, No. 98, 1<sup>er</sup> Trimestre 1980.
52. Poinso T. and Veynante, D., *Theoretical and numerical combustion*, R.T. Edwards, 2001.
53. Ponizy B., Leyer J.C., *Flame dynamics in a vented vessel connected to a duct: 1. Mechanism of vessel-duct interaction*, Combustion and Flame, Vol. 116, 1999, pp.259-271.
54. Ponizy B., Leyer J.C., *Flame dynamics in a vented vessel connected to a duct: 2. Influence of ignition site, membrane rupture, and turbulence*, Combustion and Flame, Vol.116, 1999, pp.272-281.
55. Ponizy B., Veyssiere B., *Mitigation of explosions in a vented vessel connected to a duct*, Combustion, Science and Technology, Vol. 158, 2000, pp.167-182.
56. Popat N.R., Catlin C.A., Arntzen B.J., Lindstedt R.P., Hjertager B.H., Solberg T., Saeter O., Van den Berg A.C., *Investigations to improve and assess the accuracy of computational fluid dynamic based explosion models*, Journal of Hazardous Materials 45,1996,1-25.
57. Razus, D.M. and Krause, U., *Comparison of empirical and semi-empirical calculation methods for venting of gas explosions*, Fire Safety Journal, 36, 2001, pp. 1-23.
58. Saeter O., *Modelling and simulation of gas explosions in complex geometries*, Thesis for the Dr. Ing. Degree, University of Bergen, 1998.
59. Solberg D.M., Pappas J.A., Skramstad E., *Observation of flame instabilities in large scale vented gas explosions*, 18th Symposium (International) on Combustion, The Combustion Institute, 1981, 1607-1614.
60. Spalding D.B., *Mixing and chemical reaction in steady confined turbulent flames*. 13<sup>th</sup> Symposium (International) on Combustion, 1971, pp 649-657.
61. Tamanini F., *An improved correlation of experimental data on the effects of ducts in vented and dust explosions*, 8th International Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, Vol. 1, 1995, pp.243-253.

62. Tamanini F., Chaffee J., *Turbulent vented gas explosions with and without acoustic induced instabilities*, 24<sup>th</sup> Symposium International on Combustion, 1992, pp1845-1851.
63. Ural E.A., *A simplified method for predicting the effect of ducts connected to explosion vents*, Journal of Loss Prevention in the Process Industries, Vol.6, 1993, pp.3-10.
64. Van Wingerden C.J.M., Zeeuwen J.P., *On the role of acoustically driven flame instabilities in vented gas explosions and their elimination*, Combustion and Flame, 51, 1983, 109-11.
65. Van Doormal, J.P., Raithby, G.D., Mc Donald, B.H. (1987) The segregated approach to predicting viscous compressible fluid flows, ASME J. Turbomachinery, 109, 1987, 268.
66. Veynante, D. and Vervisch, L., *Progress in Energy and Combustion Sciences*, 28, 2002, pp.193-266.
67. Wiekema B.J., Pasman H.J., Groothuizen Th.M., *The effect of tubes connected with pressure relief vents*, 2<sup>nd</sup> International Symposium on Loss Prevention and Safety Promotion in the Process Industries, 1977, pp.223-231.